

Das Schallfeld in der Nähe der frei schwingenden Kolbenmembran.

Von J. MEIXNER und U. FRITZE*.

(Aus dem Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Aachen.)

Mit 19 Textabbildungen.

(Eingegangen am 27. Mai 1949.)

1. Das Problem.

Das Schallfeld eines Lautsprechers läßt sich nur für wenige geometrisch einfach gebaute Strahler streng berechnen. Grundsätzlich einfach liegen die Verhältnisse, wenn der Strahler aus einer ebenen Membran besteht, die sich in einer unendlich ausgedehnten starren Wand befindet, und wenn die Bewegung der Membran in jedem ihrer Punkte etwa als harmonische Funktion der Zeit vorgeschrieben ist; von der Rückwirkung des Schallfeldes auf die Membran ist dabei abgesehen. Die strenge Lösung dieses Problems wird durch das RAYLEIGHsche Integral gegeben; d. h. die Erregung in einem Raumpunkt läßt sich als Summe von Kugelwellen darstellen, die von den einzelnen Punkten der Membran ausgehen und deren Amplitude proportional der Geschwindigkeitsamplitude im betreffenden Punkt der Membran ist.

Dieses Schallfeld ist besonders für die kreisförmige Kolbenmembran in der unendlich ausgedehnten starren Wand von verschiedenen Seiten ausführlich untersucht worden. Dabei war ein Ziel, die Richtwirkung der Schallabstrahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu studieren (BACKHAUS und TRENDLENBURG [1]), ein anderes Ziel das Schallfeld in der Umgebung der Kolbenmembran zu berechnen (STENZEL [2]).

Ein anderer Fall, das Schallfeld der frei schwingenden Kolbenmembran, hat im letzten Jahrzehnt steigendes Interesse gefunden; denn der Fall der Kolbenmembran in der unendlich ausgedehnten starren Wand stellt eine Idealisierung von Lautsprechermembranen dar, von der man zunächst nicht weiß, wie weit sie bei den interessierenden Wellenlängen (Wellenlänge von der Größenordnung des Membranradius) den praktisch vorliegenden Verhältnissen bei einer starren Wand endlicher Ausdehnung entspricht. Man wird zwar erwarten, daß bei kleinen Wellenlängen das Schallfeld einer schwingenden ebenen Membran ziemlich unabhängig davon ist, ob die Membran in einer unendlich ausgedehnten starren Wand oder in einer solchen von endlicher Ausdehnung oder ob sie gar frei schwingt. Von welcher Wellenlänge ab diese Unabhängigkeit näherungsweise erfüllt ist und auf welche Teile des Schallfeldes sie sich erstreckt, das bedurfte einer genaueren Untersuchung.

Es ist nun ein glücklicher Umstand, daß sich auch das Schallfeld der frei schwingenden Kolbenmembran streng berechnen läßt, allerdings nicht mehr auf dem Wege über das RAYLEIGHsche Integral, sondern durch eine Entwicklung nach Produkten von Sphäroid-

funktionen. BOUWKAMP [3] konnte so die gesamte abgestrahlte Energie in Abhängigkeit von der Wellenlänge ermitteln. STORRUSTE [4] hat diese Untersuchung auf die Berechnung der Richtungsverteilung in großer Entfernung von der Membran ausgedehnt.

Mit direkteren Methoden, die die Anwendung der Sphäroidfunktionen vermeiden, hat SOMMERFELD [5] das Problem angegriffen; doch sind die von ihm gefundenen Reihenentwicklungen nur für Wellenlängen, die größer als der Umfang der Membran sind, numerisch gut brauchbar. Eine neuere Untersuchung von LEVINE und SCHWINGER [6] führt die Bestimmung des Schallfeldes in großer Entfernung vom Strahler mit gutem Erfolg auf ein Variationsproblem zurück, für welches bei nicht zu kleinen Wellenlängen (λ größer als der fünfte Teil des Membranumfanges) Lösungen von großer Genauigkeit angegeben werden konnten; die Untersuchungen sollen in einer angekündigten Arbeit auf kleine Wellenlängen erweitert werden.

Doch ist diese neue Methode noch nicht so weit entwickelt, daß man mit ihr das Schallfeld in der Nähe der frei schwingenden Kolbenmembran berechnen könnte. Die Kenntnis dieses Schallfeldes gerade in Membrannähe ist aber von besonderem Interesse 1. um zu erfahren, wie die Schallwellen von der Membran ausgehen, 2. um zu wissen, an welchen Stellen vor der Membran der Druckgradient und damit die Rückwirkung des Schallfeldes auf die Membran groß ist, 3. um das Schallfeld in Membrannähe mit dem der Kolbenmembran in starrer Wand zu vergleichen und festzustellen, wieweit das eine Schallfeld näherungsweise durch das andere, leichter zu berechnende, ersetzt werden kann. Die Beantwortung dieser Frage hat aber auch in meßtechnischer Hinsicht ein gewisses Interesse, nämlich überall dort, wo es auf die Erzeugung von ebenen oder Kugelwellen mit Hilfe von schwingenden Membranen oder durch Ausblendung aus einem Schallstrahl ankommt. Bei der Kolbenmembran in starrer Wand weiß man aus den Rechnungen von STENZEL [2], daß in ihrer Umgebung komplizierte Interferenzfelder auftreten. Sie erstrecken sich um so weiter, je größer der Membrandurchmesser im Vergleich zur Wellenlänge ist. Im Falle kleiner Wellenlängen wird sich das Schallfeld erst bei recht großen Abständen näherungsweise durch eine ebene Welle darstellen lassen. Auch beim Schallfeld der frei schwingenden Kolbenmembran wird man wünschen zu wissen, wo der Übergang vom Interferenzfeld zur ebenen Welle liegt. Wir haben daher im Anschluß an BOUWKAMP [3] Rechnungen für das Nahfeld durchgeführt, deren Ergebnisse im folgenden dargestellt werden.

* Die vorliegende Arbeit enthält einen großen Teil der Ergebnisse der Aachener Dissertation (1948) von FRITZE.
Z. f. angew. Physik. Bd. 1.

Das Schallfeld der frei schwingenden Kolbenmembran hängt sehr eng mit dem Schallfeld zusammen, das entsteht, wenn eine ebene Schallwelle senkrecht auf eine starre kreisförmige Scheibe auftrifft und an ihr gebeugt wird. Dieses Schallfeld der einfallenden ebenen Welle und der ihr überlagerten gebeugten Welle wird ebenfalls in der Nähe der Scheibe untersucht und mit Ergebnissen der KIRCHHOFFSchen Beugungstheorie verglichen. Auf das Beugungsfeld, das beim Ausblenden aus einer ebenen Schallwelle durch eine kreisförmige Öffnung entsteht und welches ebenfalls in der Nähe der Öffnung den Charakter eines komplizierten Interferenzfeldes besitzt, hoffen wir bei einer späteren Gelegenheit eingehen zu können.

2. Die mathematische Lösung und ihre numerische Auswertung.

Die natürlichen Koordinaten zur Berechnung des Schallfeldes der frei schwingenden Kolbenmembran

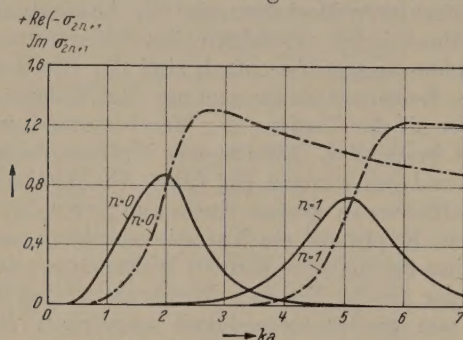


Abb. 1. Koeffizienten σ_{2n+1} für $n=0$ und 1 in der Entwicklung (2) des Schallfeldes der frei schwingenden Kolbenmembran nach Sphäroidfunktionen in Abhängigkeit von ka . — Realteil; - - - Imaginärteil von σ_{2n+1} (nach BOUWKAMP).

sind jene des abgeplatteten Rotationsellipsoids ξ, η, φ , welche durch

$$\left. \begin{aligned} x &= a \sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \cos \varphi, \\ y &= a \sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \sin \varphi, \quad z = a \xi \eta \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

definiert sind. a ist der Membranradius; die Membran fällt mit der Koordinatenfläche $\xi = 0$ (d. h. $z = 0$, $x^2 + y^2 \leq a^2$) zusammen, während der übrige Teil der Ebene, welche die Membran enthält ($z = 0$, $x^2 + y^2 \geq a^2$), durch $\eta = 0$ gegeben ist.

Unmittelbar vor der Membran sei, entsprechend der vorgegebenen Membranbewegung, die einheitliche Schallschnelle $v_0 e^{i\omega t}$ vorgeschrieben. Das Schallfeld ist dann durch das Schallpotential $u(x, y, z) e^{i\omega t}$ gegeben und dieses ist eindeutig durch ein mathematisches Randwertproblem mit folgenden Bedingungen bestimmt:

1. u genügt der Wellengleichung $\Delta u + k^2 u = 0$ (k = Wellenzahl).

2. u erfüllt die Ausstrahlungsbedingung, d. h. für große $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ verhält sich u wie e^{-ikr}/r mit einem richtungsabhängigen Faktor.

3. Für $\xi = 0$ gilt $\frac{\partial u}{\partial z} = -v_0$ d. h. $\frac{\partial u}{\partial \xi} = -a \eta v_0$.

3a. Daraus folgt, daß $u = 0$ für $\eta = 0$.

Nach BOUWKAMP [3] wird dieses Randwertproblem durch die Reihenentwicklung

$$\left. \begin{aligned} u &= i a v_0 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \sigma_{2n+1}(\gamma) \times \\ &\quad \times S_{2n+1}^{(4)}(-i\xi; i\gamma) p_{s_{2n+1}}(\eta; i\gamma) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

gelöst. Die Funktionen $S_{2n+1}^{(4)}$ und $p_{s_{2n+1}}$ sind Sphäroidfunktionen mit dem Parameter $\gamma = ka$. Auf ihre Definition wollen wir hier nicht näher eingehen; wir bemerken nur, daß die Funktion $S_{2n+1}^{(4)}$ eine Verallgemeinerung der zweiten HANKELschen Funktion $H_{2n+3/2}^{(2)}(\gamma \xi)$ ist; sie bringt zum Ausdruck, daß der Ausstrahlungsbedingung genügt. Die Funktion $p_{s_{2n+1}}(\eta; i\gamma)$ ist eine Verallgemeinerung der Kugelfunktion $P_{2n+1}(\eta)$. Wegen näherer Einzelheiten verweisen wir unter anderem auf die Arbeit von BOUWKAMP [3].

Die Koeffizienten σ_{2n+1} hängen von der Geschwindigkeitsverteilung auf der Membran ab. Für den Fall der Kolbenmembran mit konstanter Geschwindigkeit auf der Membranfläche sind sie in Abhängigkeit von der Wellenlänge von BOUWKAMP berechnet worden und für $n = 0, 1$ in Abb. 1 wiedergegeben.

Die numerische Berechnung der Funktionen $p_{s_{2n+1}}$ konnte mit Hilfe der Tabellen in der BOUWKAMPschen Arbeit durchgeführt werden. Die Funktionen $S_{2n+1}^{(4)}$ für $\xi \leq 1$ wurden erst durch direkte numerische Integration der Differentialgleichung der Sphäroidfunktionen ermittelt; diese Werte wurden dann kontrolliert durch Berechnung aus Reihenentwicklungen nach Produkten von Zylinderfunktionen [7].

Die Berechnung des Schallfeldes in der Umgebung der frei schwingenden Kolbenmembran ist ziemlich langwierig; denn ein Schallfeld wie das der Abb. 1 ergibt sich eben nur dann mit einiger Genauigkeit, wenn man mindestens hundert Punkte berechnet.

Die Hauptschwierigkeit besteht zur Zeit jedoch darin, daß noch keine ausreichenden Tabellen der Sphäroidfunktionen vorhanden sind. Aus diesen Gründen wurden die benötigten Sphäroidfunktionen in den interessierenden Intervallen unter Zugrundelegung der Ergebnisse von BOUWKAMP numerisch in dem erforderlichen Umfang berechnet.

Mit dem entwickelten mathematischen Apparat wäre es ohne weiteres möglich, auch andere Formen der Anregung einer frei schwingenden Membran zu behandeln, wenn die Erregung eine vorgegebene Funktion des Abstandes vom Membranmittelpunkt ist. Ein Spezialfall hiervon wäre die Kolbenmembran, die von einem starren Kreisring umgeben ist. Die Wellenfunktion u hat stets die in (2) angegebene Gestalt der Koeffizientensatz σ_{2n+1} ist aber von Fall zu Fall ein anderer.

3. Darstellung und Diskussion der Ergebnisse.

Für die Darstellung des Schallfeldes ist es zweckmäßig, den dimensionslosen reduzierten Schalldruck

$$P = \frac{p}{c \rho v_0} = \frac{i \gamma u}{a v_0} \quad (3)$$

und die reduzierte Schalldruckamplitude $|P|$ einzuführen, in welcher p den (infolge der vorausgesetzten Zeitabhängigkeit $e^{i\omega t}$ notwendig komplexen) Druck ρ die Dichte und c die Schallgeschwindigkeit des Mediums bedeuten, in dem sich die Wellen ausbreiten. Die rechte Seite von (3) ist unabhängig von spezieller Materialdaten des Mediums und von der Wellenlänge nur in der Verbindung $\gamma = ka$ abhängig.

Wir geben im folgenden eine Reihe von Abbildungen über das reduzierte Druckfeld der frei schwingenden Kolbenmembran nach (2) wieder und ver-

reichen es mit dem reduzierten Druckfeld der Kolbenmembran in starrer Wand, wie es STENZEL berechnet hat.

In Abb. 2 ist der reduzierte Druck unmittelbar vor der Mitte der Kolbenmembran für $0 \leq ka \leq 7$ dargestellt. Das eine Kurvenpaar gibt die Schalldruckamplitude beider Membranen, das andere die Phase des Schalldrucks wieder.

Abb. 3 stellt für beide Membranen den reduzierten Druck auf der Mittelsenkrechten der Kolbenmembran für $\gamma = 4, 6$ und 10 dar. Aus Abb. 4 ist der reduzierte Druck unmittelbar vor der Kolbenmembran in Abhängigkeit vom Abstand ϱ vom Mittelpunkt für dieselben γ -Werte zu ersehen.

Schließlich enthalten die Abb. 5, 6, 7 für $\gamma = 4, 6, 10$ die Linien konstanten Drucks in einer Ebene

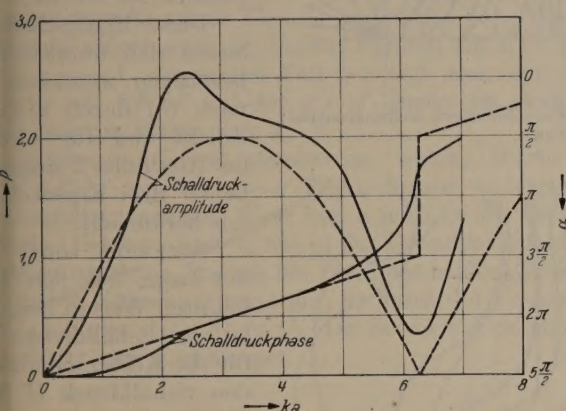


Abb. 2. Reduzierte Schalldruckamplitude $|P|$ und Schalldruckphase unmittelbar vor der Mitte der Kolbenmembran in Abhängigkeit von ka . — Freie schwingende Kolbenmembran, - - - Kolbenmembran in starrer Wand (nach STENZEL).

durch die Mittelsenkrechte der Kolbenmembran. Die ausgezogenen Kurven und die in der linken Hälfte der Figur angegebenen Zahlenwerte beziehen sich auf die frei schwingende Kolbenmembran, während die gestrichelten Kurven und die Zahlenangaben auf der rechten Hälfte zur Kolbenmembran in starrer Wand gehören und von STENZEL berechnet wurden.

Ein oberflächlicher Vergleich zeigt bereits, daß die Schallfelder um so besser übereinstimmen, je größer $\gamma = \frac{2\pi a}{\lambda}$, d. h. je kleiner die Wellenlänge im Vergleich zum Membranumfang $2\pi a$ ist. Überraschend ist die weitgehende Ähnlichkeit der linken und rechten Hälften der Abb. 5, 6, 7. Für $\gamma = 10$ stimmen die im linken und im rechten Teil von Abb. 7 dargestellten Schallfelder in einem großen Bereich bereits bis auf etwa 10% überein. Natürlich ist die Übereinstimmung um so schlechter, je mehr man sich der Ebene $z = 0$ außerhalb der Membran nähert; denn dort wirkt sich die Verschiedenheit der Randbedingungen, $u = 0$ im Fall der frei und $\partial u / \partial z = 0$ im Fall der in starrer Wand schwingenden Kolbenmembran, am stärksten aus. Wenn auch von vornherein zu erwarten ist, daß für $\gamma \gg 1$ die beiden Schallfelder einander immer ähnlicher werden, so ist doch erst durch die ausführliche numerische Rechnung gezeigt, wie weit diese Ähnlichkeit etwa bei $\gamma = 10$ gediehen ist.

Eine besondere Rolle spielen jene Stellen, an denen die Schallamplitude verschwindet (s. Abb. 7, etwa bei

$\varrho/a = \pm 0,1, z/a = 0,5$ für die frei und etwa bei $\varrho = 0, z/a = 0,5$ für die in starrer Wand schwingende Kolbenmembran). Sie kommt dann sehr deutlich zum Ausdruck, wenn wir die Linien gleicher Phase der reduzierten Schalldruckamplitude aufzeichnen. Ein verhältnismäßig einfaches Bild ergibt sich bei der Kolbenmembran in starrer Wand (Abb. 8). Beim Durchgang

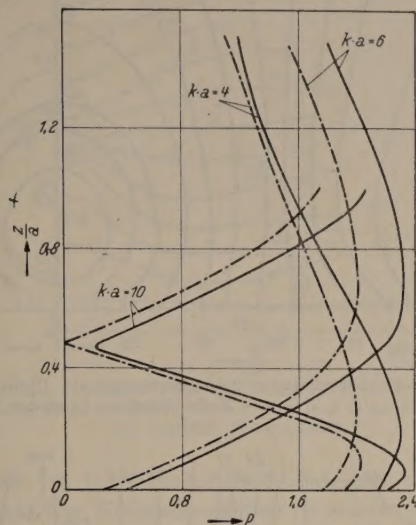


Abb. 3. Reduzierte Schalldruckamplitude $|P|$ auf der Mittelsenkrechten der Kolbenmembran für $ka = 4, 6$ und 10 . — Freie schwingende Kolbenmembran; - - - Kolbenmembran in starrer Wand (nach STENZEL).

durch die Nullstelle von P tritt ein Phasensprung um π auf. Das entsprechende Bild für die frei schwingende Kolbenmembran (Abb. 9) stimmt wieder weitgehend im Linienverlauf und in den numerischen Werten der

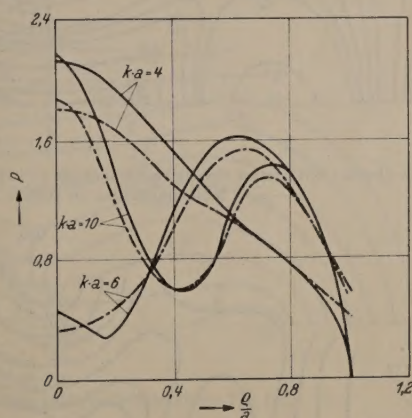


Abb. 4. Reduzierte Schalldruckamplitude $|P|$ unmittelbar vor der Kolbenmembran in Abhängigkeit vom Abstand vom Membranmittelpunkt für $ka = 4, 6$ und 10 . — Freie schwingende Kolbenmembran; - - - Kolbenmembran in starrer Wand (nach STENZEL).

Phasen mit dem der Kolbenmembran in starrer Wand überein. Ein bemerkenswerter Unterschied ergibt sich jedoch in der Umgebung einer Nullstelle von P . Der Unbestimmtheitsstelle der Phase in Abb. 8 entspricht hier im Raum ein Kreisring, auf welchem die Phase unbestimmt ist. Geht man von der Membran aus längs der z -Achse, so verläuft die Phase nicht monoton, sondern wird von etwa $z/a = 0,4$ bis $0,52$ rückläufig. Wie Abb. 9 erkennen läßt, tritt für $\gamma = ka = 10$ ein Kreisring um die z -Achse mit verschwindender Schalldruckamplitude auf, mit wachsendem γ wird die Zahl solcher Kreisringe größer.

4. Zusammenhang mit dem akustischen Beugungsproblem.

Wir behandeln nun die Beugung einer ebenen Schallwelle $e^{i(kz + \omega t)}$, welche von der positiven z -Rich-

fallenden ebenen Welle und der gebeugten Welle zusammensetzt, durch das Schallpotential

$$U e^{i\omega t} \equiv (e^{ikz} + P) e^{i\omega t}$$

gegeben ist, wo P in (3) definierte Funktion ist.

Zum Beweis ist zu zeigen, daß U folgenden Eigenschaften besitzt:

1. U genügt der Wellengleichung.

2. U ist eine Überlagerung einer ebenen Welle und einer auslaufenden Kugelwelle.

3. Auf der starren Scheibe ist $\partial U / \partial z = 0$.

Diese Eigenschaften lassen sich unmittelbar bestätigen, wenn man nach (3) durch u ausdrückt und für u die im Abschnitt 2 angegebenen drei Eigenschaften heranzieht.

Wir sind somit in der Lage, aus den bekannten Werten des relativen Schalldrucks für die Kolbenmembran den Schalldruck U für die Beugung einer ebenen Welle an der starren Kreisscheibe zu berechnen. Wir wollen uns aber hier auf eine Wellenlänge beschränken, indem wir $ka = \gamma = 10$ wählen. Ferner berechnen wir die Schalldruckamplitude $|U|$ und ihre Phase nur auf der Vorder- und Rückseite der Kreisscheibe (Abb. 10–11) und auf ihrer Mittellinie (Abb. 14–15).

Bekanntlich läßt sich das Schallfeld des Beugungsproblems näherungsweise nach der KIRCHHOFFschen Beugungstheorie ausrechnen. Wir sind nun an der Hand der strengen Lösung des Beugungsproblems in der Lage, die Genauigkeit der KIRCHHOFFschen Theorie zu überprüfen. Dafür ist der Fall $ka = \gamma = 10$ recht geeignet; denn für wesentlich größere Wellenlängen weiß man, daß die KIRCHHOFFsche Theorie nicht näherungsweise zutrifft, während sie nach kleinen Wellenlängen hin immer besser wird.

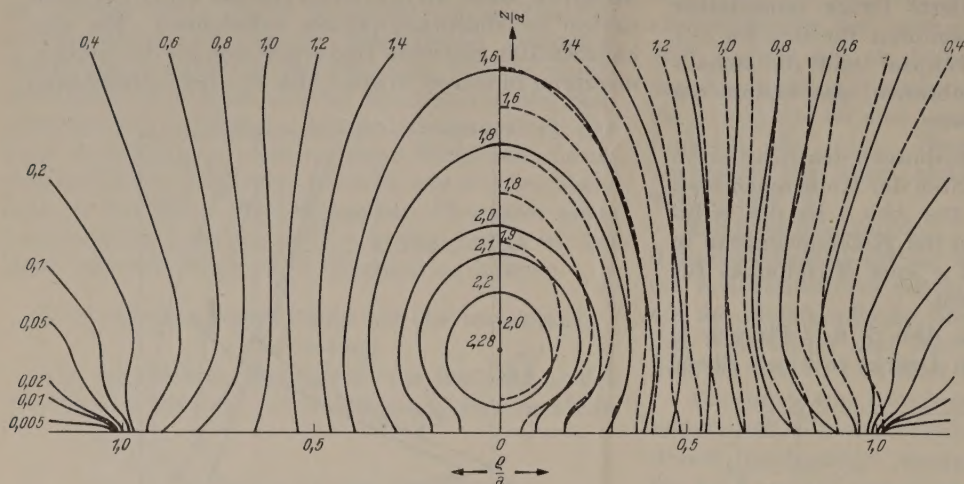


Abb. 5. Linien gleicher reduzierter Schalldruckamplitude $|P|$ für $ka = 4$. — Freis schwingende Kolbenmembran; --- Kolbenmembran in starrer Wand (nach STENZEL).

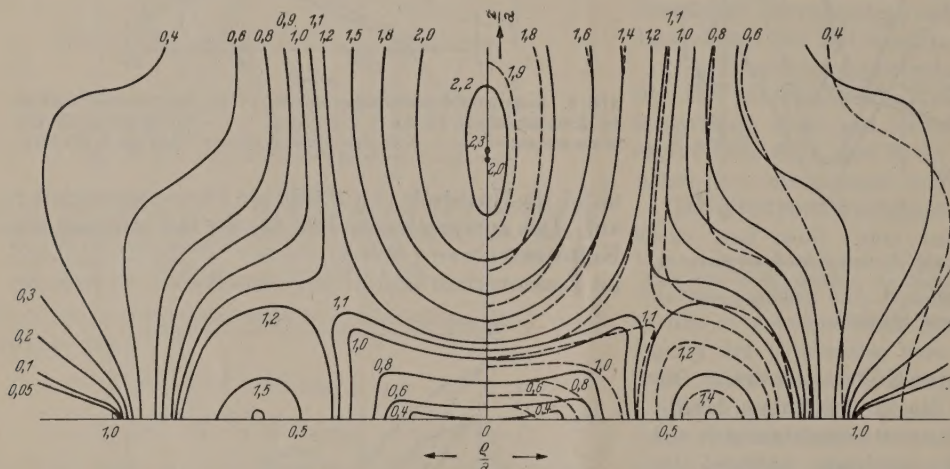


Abb. 6. Linien gleicher reduzierter Schalldruckamplitude $|P|$ für $ka = 6$. — Freis schwingende Kolbenmembran; --- Kolbenmembran in starrer Wand (nach STENZEL).

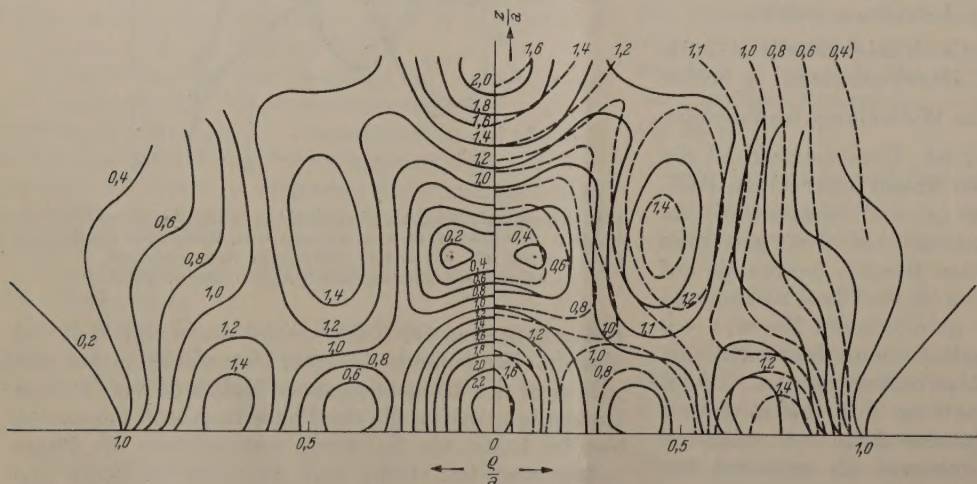


Abb. 7. Linien gleicher reduzierter Schalldruckamplitude $|P|$ für $ka = 10$. — Freis schwingende Kolbenmembran; --- Kolbenmembran in starrer Wand (nach STENZEL).

tung her kommt und senkrecht auf die starre Kreisscheibe $z = 0$, $x^2 + y^2 \leq a^2$ trifft. Wir behaupten, daß das gesamte Schallfeld, welches sich aus der ein-

len weiß man, daß die KIRCHHOFFsche Theorie auch nicht näherungsweise zutrifft, während sie nach kleinen Wellenlängen hin immer besser wird.

Für irgendeinen Raumpunkt läßt sich die Wellenfunktion U aus den Randwerten für $z = 0$ berechnen. Der strenge Ausdruck hierfür lautet:

$$U = 4\pi e^{ikz} \mp \int_{S+\bar{S}} \left\{ (1+\alpha) \frac{e^{-ikR}}{R} \frac{\partial P}{\partial z'} - (1-\alpha) P \frac{\partial}{\partial z'} \frac{e^{-ikR}}{R} \right\} dx' dy' \quad (5)$$

nachdem, ob $z \geq 0$ ist. S bedeutet die obere bzw. die untere Seite der Kreisscheibe; \bar{S} ergänzt S zur vollen Ebene $z = 0$; $x', y', z' = 0$ sind die Koordinaten des Integrationspunktes in der $x'y'$ -Ebene; P und $\partial P/\partial z'$ sind die Werte der in (4) definierten Funktion auf der $x'-y'$ -Ebene einzusetzen. R ist der Abstand des Aufpunktes vom Integrationspunkt, α ist ein willkürlicher Parameter.

Für $\alpha = 0$ hat (5) die Form, die KIRCHHOFF zum Ausgangspunkt seiner Theorie genommen hat. Wichtig sind jedoch auch die beiden Formen mit $\alpha = +1$ und $\alpha = -1$. Im ersten Fall benötigt man nur die Werte von $\partial P/\partial z'$ auf der $x'-y'$ -Ebene, im zweiten Fall nur die Werte von P .

Wüßte man von vornherein, welche Werte P und $\partial P/\partial z'$ auf der $x'-y'$ -Ebene haben, so wäre es gleichgültig, welchen Wert von α man in (5) wählen würde. Setzt man aber, wie es der Grundgedanke der KIRCHHOFFSchen Theorie ist, für diese beiden Größen plausible Näherungswerte ein, so kann die Genauigkeit, mit der dann U in (5) das Schallfeld darstellt, durchaus von α abhängen.

Dies gibt zugleich einen Näherungsausdruck P_1 für den relativen Schalldruck P der Kolbenmembran

$$P_1 \approx \pm \frac{ik}{2\pi} \int_S \frac{e^{-ikR}}{R} dx' dy' \quad (z \geq 0). \quad (7)$$

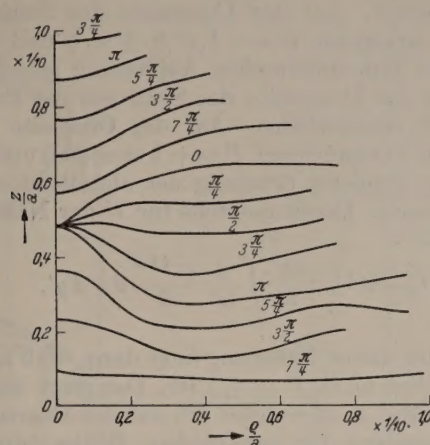


Abb. 8. Linien konstanter Phase des Schallfeldes der in starrer Wand schwingenden Kolbenmembran für $ka = 10$ (mit Hilfe von Ergebnissen von STENZEL [2] berechnet).

Dies aber ist das RAYLEIGHsche Integral, welches das Schallfeld der Kolbenmembran in starrer Wand darstellt. Wir können also auch sagen: Das Schallfeld der Kolbenmembran in starrer Wand ist eine Näherung im KIRCHHOFFSchen Sinne für das Schallfeld der frei schwingenden Kolbenmembran. Wie gut diese

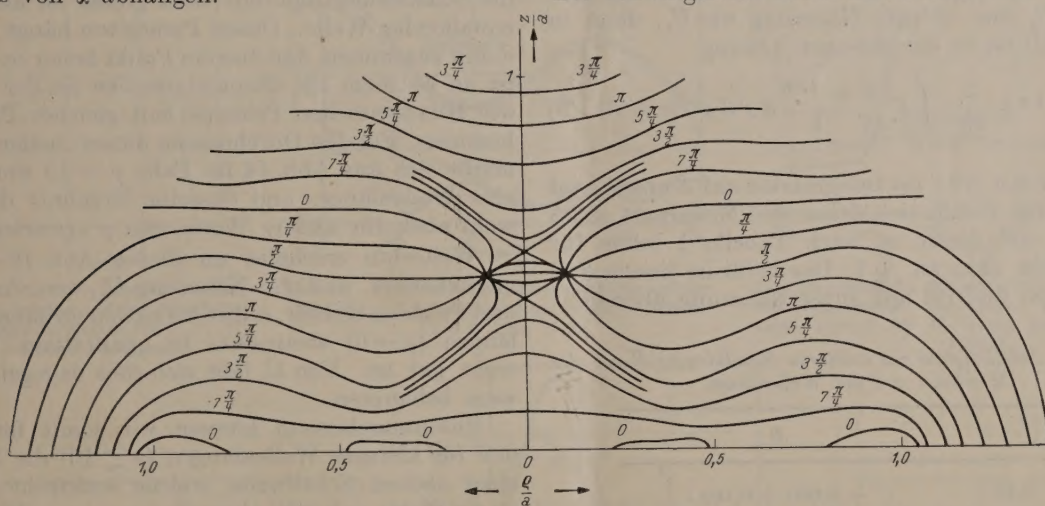


Abb. 9. Linien konstanter Phase des Schallfeldes der frei schwingenden Kolbenmembran für $ka = 10$.

Wir betrachten erst den Fall $\alpha = +1$. Wir haben dann nur plausible Werte für $\partial P/\partial z'$, nicht aber für P vorzuschreiben. Im Sinne der KIRCHHOFFSchen Theorie wird man auf S setzen: $\partial P/\partial z' = -ik$ und hat damit die Streuwelle so eingerichtet, daß sie zusammen mit der einfallenden Welle auf der Unterseite des Schirms $\partial U/\partial z' = 0$ gibt. Dies entspricht aber genau der Randbedingung, welche P auf S zu erfüllen hat (s. Abschnitt 2 Bedingung 3). Auf \bar{S} wird man in erster Näherung die Erregung der einfallenden Welle, d. h. $\partial P/\partial z' = 0$ zu setzen haben. Damit entsteht aus (5) der Näherungsausdruck

$$U_1 \approx e^{ikz} \pm \frac{ik}{2\pi} \int_S \frac{e^{-ikR}}{R} dx' dy' \quad (z \geq 0). \quad (6)$$

Näherung bei kürzeren Wellenlängen ist, haben wir bereits im 3. Abschnitt festgestellt.

Wir sehen nun auch, worauf es ankommt, damit unsere Näherung gut ist. Dazu muß das Integral über \bar{S} in (5) gegenüber dem in S klein sein; dann macht es nämlich nicht viel aus, wenn wir auf \bar{S} statt des wahren Wertes $\partial P/\partial z' = 0$ einsetzen. Aus der strengen Lösung für P kann man $\partial P/\partial z'$ auf \bar{S} berechnen und findet, daß $\partial P/\partial z'$ nach außen rasch abnimmt und nur auf einem Streifen um S herum von der Breite einiger Wellenlängen merkliche Werte hat. Der Teil von \bar{S} , der einen merklichen Beitrag zum Integral liefert, ist also gegenüber dem Integral über S um so mehr zu vernachlässigen, je kleiner die Wellenlänge, d. h. je größer γ ist.

Nun zum Fall $\alpha = -1$. Dann haben wir plausible Werte von P auf S und \bar{S} vorzuschreiben. Auf \bar{S} setzen wir in Übereinstimmung mit der Bedingung 3a des zweiten Abschnittes $P = 0$ und haben damit die Erregung U auf \bar{S} gleich jener der einfallenden Welle gesetzt. Auf der Unterseite des Schirmes S dagegen setzen wir $P \approx -1$, d. h. $U = 0$ und werden damit der KIRCHHOFFSchen Auffassung gerecht, wonach auf der Unterseite des Schirmes die Erregung praktisch verschwindet. Auf der Oberseite von S haben wir entsprechend $P = +1$ zu setzen und haben somit die doppelte Erregung der einfallenden Welle angenommen. Damit entsteht für U der Näherungsausdruck

$$U_2 \approx e^{ikz} + \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{\partial}{\partial z'} \frac{e^{-ikR}}{R} dx' dy'. \quad (8)$$

Der Fehler dieser Näherung liegt darin, daß auf dem Schirm eben nicht $P = \pm 1$ ist. Das zeigt besonders deutlich Abb. 4, in welcher $|P|$ auf der Oberseite der Kolbenmembran für verschiedene Wellenlängen aufgetragen ist.

Wir überlegen uns nun, unter welchen Umständen dieser Fehler klein sein kann. Für sehr kleine Wellenlängen wird auf dem größeren Teil der Scheibe $P \approx 1$ werden; für $\gamma = 10$, d. h. $\lambda \approx 0,6a$ ist dies aber noch keineswegs der Fall. Daher wird die Näherung U_2 im allgemeinen stets ungünstiger als U_1 sein. Nur für große R und für Richtungen zwischen dem Hauptmaximum und dem ersten Minimum der Beugungsfigur ist U_2 eine so gute Näherung wie U_1 ; denn in diesem Fall ist in der strengen Lösung

$$U \doteq e^{ikz} \pm \frac{1}{2\pi} \int_{S+\bar{S}} P \frac{\partial}{\partial z'} \frac{e^{-ikR}}{R} dx' dy' \quad (z \geq 0) \quad (9)$$

der Faktor mit $\partial/\partial z'$ im Integranden auf S annähernd konstant, für P läßt sich daher sein Mittelwert auf S einsetzen und dieser ist nach Tabelle 1 schon für $\gamma = 10$ recht nahe an ± 1 . Das heißt in diesem Fall stimmen (8) und (9) mit guter Näherung überein.

Tabelle 1. Abhängigkeit des mittleren Schalldrucks \bar{P} vor der Membran von der Wellenlänge

$\frac{2\pi a}{\lambda} = \gamma$	\bar{P}
0,25	+ 0,000 + 0,108 i
4	+ 0,893 + 0,164 i
6	+ 1,063 + 0,145 i
10	+ 0,986 + 0,069 i

Die Abb. 10–15, welche sich alle auf $\gamma = 10$ beziehen, stellen die Schalldruckamplitude und Phase auf der Mittelsenkrechten und auf der Membranfläche, jeweils vor und hinter der Membran zusammen mit den Näherungen U_1 und U_2 dar. Man erkennt an ihnen die Richtigkeit der Behauptung, daß U_1 im allgemeinen eine wesentlich bessere Näherung für U ist als U_2 . Bemerkenswert ist an Abb. 15, daß die Phase vor der Membran auf ihrer ganzen Ausdehnung wenig veränderlich ist, während sie hinter der Membran einen monotonen und starken Abfall nach dem Membranzentrum hin zeigt. Man wird dies so deuten, daß eine Welle um den Membranrand herum auf der Rückseite der Membran entlang nach ihrer

Mitte hinläuft. Man wird sich daher auch nicht wundern, daß auf der Rückseite der Membran in ihrer Mitte nicht etwa $P = 0$ wird; denn diese Welle kommt von allen Randpunkten her im Mittelpunkt mit gleicher Phase an. Die Näherung U_1 gibt die Verhältnisse auf Vorder- und Rückseite recht gut wieder, auch hinsichtlich der aus den STENZELschen Ergebnissen nicht genau entnehmbaren und daher nicht gezeichneten Phasenkurven. Die Näherung U_2 dagegen gibt auf der ganzen Rückseite $U_2 = 0$, während auf der Einfallsseite $U_2 = 2$ ist. Dies gilt sogar für beliebige Wellenlängen.

Besonders interessant ist der Vergleich von U_1 und U_2 auf der Achse der Scheibe für $z < 0$, d. h. im „Schattengebiet“. Wie Abb. 12 zeigt, stimmen für $\gamma = 10$ dort U und U_1 im gezeichneten Bereich auf etwa 25% überein, während U_2 für verschwindenden Abstand von der Scheibe den Wert Null annimmt. Im Gegensatz zu $U_1 = 1$ und $U = 1,35$ annimmt. Auf der Achse der Scheibe in großem Abstand hat der Faktor der Kugelwelle in U_1 und U_2 den gleichen Wert $\frac{ia\gamma}{2}$; dem steht bei der strengen Lösung U für $\gamma = 10$ der Wert $(0,986i - 0,069)\frac{a\gamma}{2}$ gegenüber (vgl. dazu auch Tabelle 1).

Über die Wellenlängenabhängigkeit des Schalldrucks im Mittelpunkt der Kreisscheibe auf der Einfalls- und auf der Schattenseite geben die Abb. 16–18 einigen Aufschluß. Bemerkenswert ist vor allem, daß auf der Schattenseite im Mittelpunkt der Kreisscheibe die Schalldruckamplitude stets größer ist als die der einfallenden Welle. Dieses Paradoxon hängt offenbar damit zusammen, daß dies ein Punkt hoher Symmetrie ist, in welchem alle Elementarwellen (in der Sprache des HUYGENSSchen Prinzips) mit gleicher Phase ankommen. Für den Durchmesser dieses „hellen Fleckes“ ergibt sich aus Abb. 14 im Falle $\gamma = 10$ weniger als eine Wellenlänge, und dasselbe Ergebnis darf man wohl auch für andere Werte von γ erwarten.

Weiterhin erscheint an diesen Abb. 16–18 bemerkenswert, daß die Näherung U_1 , was Amplitude und Phase anbetrifft, selbst bis zu den größten Wellenlängen ($\gamma \rightarrow 0$) wenigstens in qualitativer Hinsicht recht gut ist. Von U_2 läßt sich dies dagegen keineswegs behaupten.

Zusammenfassend können wir somit feststellen, daß für kleinere Wellenlängen ($\gamma \gtrsim 10$) die Beugung einer ebenen Schallwelle, welche senkrecht auf einer starren Platte auftrifft, abgesehen von einer Umgebung von \bar{S} , mit guter Näherung durch U_1 beschrieben wird.

Die Näherungen U_1 und U_2 in (6) und (8) kann man so auffassen, als ob die Kreisscheibe mit Kugelstrahlern bzw. Dipolstrahlern gleichmäßig belegt ist, deren Schallfeld sich der einfallenden Welle überlagert. Man kann also die Tatsache, daß U_1 eine bessere Näherung für das Schallfeld ist als U_2 , auch so ausdrücken: Versucht man die gebeugte Schallwelle näherungsweise durch eine Verteilung von Quellen auf der beugenden Kreisscheibe darzustellen, so eignet sich dafür besser Kugelstrahler als Dipolstrahler. Vorausgesetzt ist dabei, daß ihre Verteilung im Sinne der KIRCHHOFFSchen Beugungstheorie durch die Welle bzw. die Ableitung in Normalrichtung der einfallenden Welle gegeben wird.

Es ist von Interesse, die Beugung akustischer Wellen an der starren Kreisscheibe mit der Beugung

elektromagnetischer Wellen an der vollkommen leitenden Kreisscheibe zu vergleichen. Zwar ist das zweite Problem numerisch noch nicht ausgewertet,

wenn auch seine strenge Lösung bekannt ist [8]; es gibt aber eine experimentelle Untersuchung von ANDREWS [9] über die Beugung ebener Wellen in

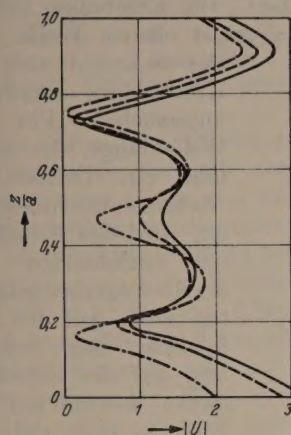


Abb. 10. Reduzierte Schalldruckamplitude vor der Scheibe auf der Mittelachse.

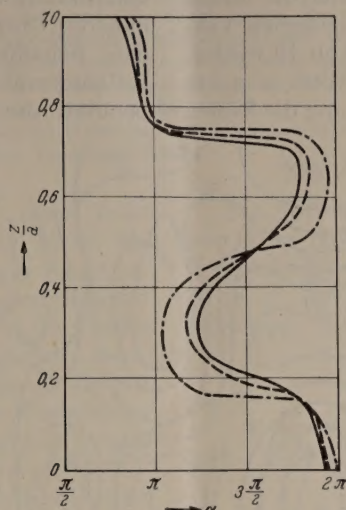


Abb. 11. Phase des Schalldrucks vor der Scheibe auf der Mittelachse.

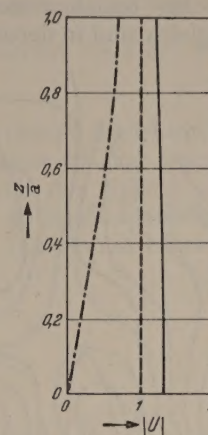


Abb. 12. Reduzierte Schalldruckamplitude hinter der Scheibe auf der Mittelachse.

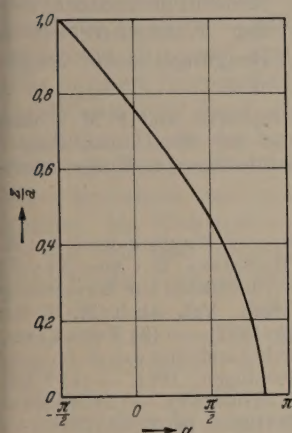


Abb. 13. Phase des Schalldrucks hinter der Scheibe auf der Mittelachse (hier fallen die Kurven für U_1 , U_2 praktisch zusammen).

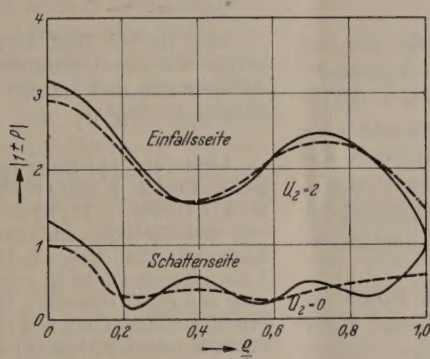


Abb. 14. Reduzierte Schalldruckamplitude auf der Einfalls- und Schattenseite der Scheibe. Hier ist $U_2 = 2$ bzw. $= 0$.

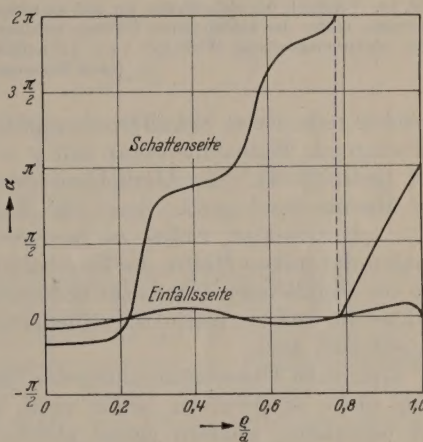


Abb. 15. Phase des Schalldrucks U auf der Einfalls- und Schattenseite der Scheibe. Die nicht gezeichneten Kurven für U_1 haben qualitativ denselben Verlauf.

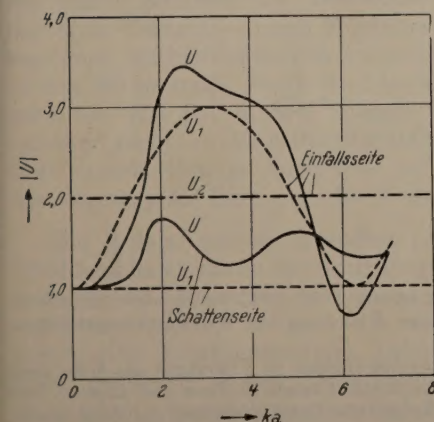


Abb. 16. Reduzierte Schalldruckamplitude im Mittelpunkt der Kreisscheibe auf der Einfalls- und Schattenseite in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

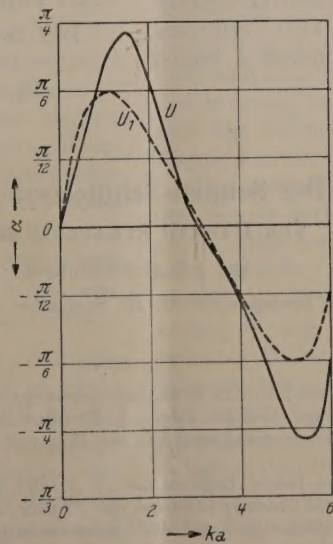


Abb. 17. Phase des Schalldrucks im Mittelpunkt der Kreisscheibe (Einfallsseite) in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

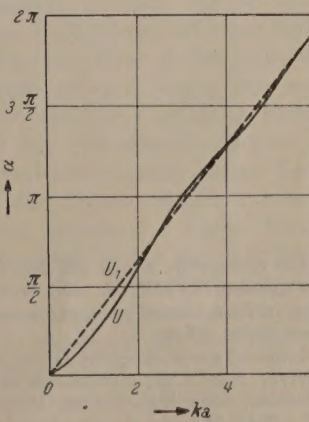


Abb. 18. Phase des Schalldrucks im Mittelpunkt der Kreisscheibe (Schattenseite) in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Abb. 10—18. Beugung einer ebenen Schallwelle an der starren Kreisscheibe bei senkrechtem Einfall. Darstellung des Schallfeldes (einfallende + gebeugte Welle) für $ka = 10$, in Abb. 16—18 bei veränderlichem ka . — Strenge Lösung U ; --- Näherung U_1 ; - - - - - Näherung U_2 .

einer kreisrunden Öffnung eines metallischen Schirmes bei senkrechter Inzidenz, welche zum Vergleich herangezogen werden kann. Die gemessenen Linien gleicher Intensität in einer Ebene durch die Achse der Öffnung, welche parallel zum magnetischen Vektor der einfallenden Welle ist, sind in Abb. 19 wiedergegeben. Sie beziehen sich auf den Wert $\gamma = 3\pi$. Zum Vergleich sind in derselben Abbildung die Linien

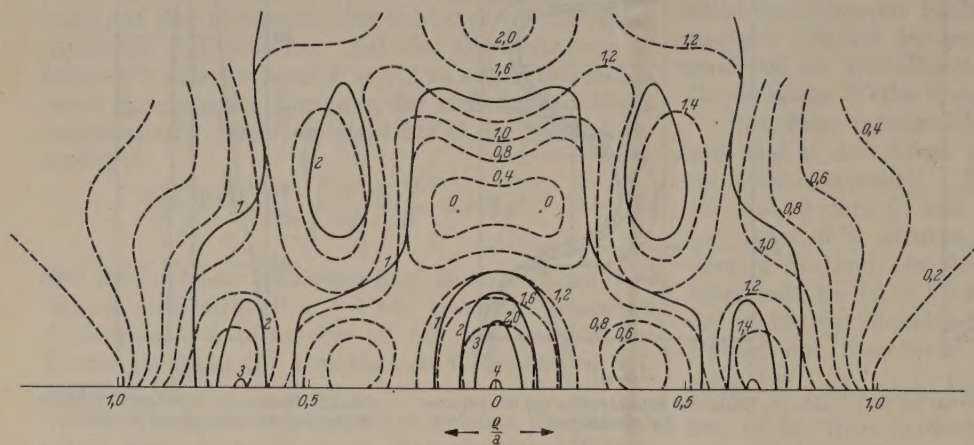


Abb. 19. Vergleich des Schallfeldes der frei schwingenden Kolbenmembran für $ka = 10$ mit den Linien gleicher Intensität hinter der kreisförmigen Öffnung in einer unendlich gut leitenden Ebene, auf welche senkrecht eine ebene elektromagnetische Welle mit $ka = 3\pi$ auffällt, deren magnetischer Vektor parallel zur Zeichenebene ist (nach Messungen von ANDREWS [9]).

gleicher reduzierter Schalldruckamplitude für die frei schwingende Kolbenmembran mit $\gamma = 10$ eingezeichnet (gestrichelt). Die Ähnlichkeit der beiden Bilder ist überraschend groß. Auch die Zahlenwerte entsprechen einander, wobei zu beachten ist, daß die Zahlen der linken Hälfte die Intensitäten im Verhältnis zur einfallenden Intensität bedeuten, während die Zahlen der rechten Hälfte die reduzierten Schalldruckamplituden sind.

Eine volle Übereinstimmung der beiden Bilder ist wohl nicht zu erwarten, selbst wenn sie beide nicht auf ungefähre, sondern genau gleiche Werte von γ bezogen wären; denn der mathematische Formalismus der beiden Beugungsprobleme, des skalaren Problems der Akustik und des vektoriellen der Elektrodynamik, ist doch zu verschieden. Man könnte aber vermuten, daß die beiden Bilder mit abnehmendem λ immer besser übereinstimmen werden.

Zusammenfassung.

Das Schallfeld der frei schwingenden Kolbenmembran wird für mehrere Wellenlängen, die in der Größenordnung des Membrandurchmessers liegen, in der näheren Umgebung der Membran berechnet und mit dem Schallfeld der in starrer Wand schwingenden Kolbenmembran verglichen. Die Ergebnisse werden benutzt, um die Beugung einer ebenen Welle, welche senkrecht auf einer kreisförmigen Öffnung in einer unendlich gut leitenden Ebene einfällt, zu untersuchen. Für eine Wellenlänge, die ungefähr ein Drittel des Membrandurchmessers ist, wird das Schallfeld der einfallenden und der überlagerten gebeugten Welle auf der Mittellachse der Öffnung und auf der Scheibenfläche, sowohl auf der Einfallside als auf der Schattenseite berechnet und mit verschiedenen Näherungsansätzen aus der KIRCHHOFFSchen Beugungstheorie verglichen.

Den Herren Dipl. Phys. B. FRANZEN und F. M. WOLFF haben wir für Unterstützung bei der Berechnung einiger Abbildungen und für die Durchführung von Kontrollrechnungen zu danken.

Literatur. [1] BACKHAUS, H. u. F. TRENDLENBURG: Z. techn. Physik 7, 630 (1926). — BACKHAUS, H.: Ann. Physik (5) 5, 1 (1930). — [2] STENZEL, H.: Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen. Berlin 1939. Vgl. auch N. W. MACHLAN: Phil. Mag. (7) 14, 1022 (1932). — [3] BOUWKAMP, J. CH.: Theoretische en numerieke behandeling van de buiging door een ronde opening. Diss. Groningen. 1941. — [4] Nach brieflicher Mitteilung von Herrn A. STORRUSTE. — [5] SOMMERFELD, A.: Ann. Physik (5) 42, 389 (1943); (6) 2, 85 (1948). — [6] LEVINE, H., and J. SCHWINGER: Phys. Rev. 74, 958 (1948). — [7] MEIXNER, J.: Arch. Mathematik (im Druck). — [8] MEIXNER, J.: Z. Naturforsch. 3a, 506 (1948). — [9] ANDREWS, C. L.: Phys. Rev. 74, 1231 (1948).

Prof. Dr. J. MEIXNER (22c) Aachen, Templergraben 55, Technische Hochschule

Dr. U. FRITZE (22c) Köln-Riehl, Sieboldstr. 8.

Der Sonnen-Schmelzspiegel*.

Von HARALD STRAUBEL, Jena.

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 10. September 1948.)

Vorwort.

Die vorliegende Arbeit soll dem Gedenken an RUDOLF STRAUBEL gewidmet sein.

Professor Dr. phil. Dr. med. h. c. Dr. rer. pol. h. c. Dr. Ing. e. h. RUDOLF STRAUBEL ist am 2. 12. 1943 verschieden. Er gehörte zu den in Deutschland gar nicht so seltenen Wissenschaftlern, die ihr Weg von der reinen Forschung zur Wirtschaftsorganisation großen Stiles führte.

Zunächst die wichtigsten Daten aus seinem Leben: Geboren am 16. 6. 1864 in Kleinschmalkalden in Thüringen als Sohn eines Pfarrers; Besuch der Gymnasien in Gotha und Coburg; Studium der Physik, Mathematik und Chemie in Jena und Berlin; 1888 Promotion, 1893 Habilitation, 1896 a. o. Professor in Jena, 1901 wissenschaftlicher Berater der Geschäftsleitung der Zeiß-Werke, 1903–1933 Mitglied der Geschäftsleitung. RUDOLF STRAUBEL war der geistige Nachfolger ABES. Unter seiner Führung vollzog sich der Übergang der Zeiß-Werke zum modernen Großbetrieb.

* Die Arbeit ist am 25. Juli 1944 bei der Zeitschrift für Instrumentenkunde eingegangen, konnte aber dort nicht mehr erscheinen.

Die reine und angewandte Physik hat STRAUBEL durch grundlegende Arbeiten bereichert. Besonders wichtig, auch vom mathematischen Standpunkt aus, sind seine theoretischen Untersuchungen über die Beugung. Weniger bekannt ist, daß STRAUBEL bereits 1896 in einer mit WINKELMANN durchgeführten Arbeit festgestellt hat, daß der Brechungsindex für Röntgenstrahlen bei allen untersuchten Stoffen kleiner als 1 ist. Die Abweichung erwies sich aber als so gering, daß sie mit den damaligen Mitteln nicht genau bestimmt werden konnte. Nach seinem Eintritt in die Geschäftsleitung der Zeiß-Werke bestanden viele Veröffentlichungen STRAUBELS in Patentschriften und viele seiner Gedanken stecken unveröffentlicht in den Erzeugnissen der Zeiß-Werke.

Kennzeichnend für STRAUBEL war seine außerordentliche Vielseitigkeit: sein Interesse ging weit über das Gebiet der physikalischen und industriellen Optik hinaus. Das überzeugendste Beispiel dafür sind seine Bemühungen um die Nutzbarmachung der Wasserkraft der Saale. Niemand war im oberen Saaletal so zuhause wie STRAUBEL, niemand hat die Aufgabe so groß angefaßt. Manch neuer Gedanke bei der Ausführung der Sperrmauer geht auf ihn zurück.

Trotz des stark erweiterten Wirkungskreises in Wirtschaft und Technik, blieb RUDOLF STRAUBEL ein seinem Wesen nach bescheidener Wissenschaftler gleich seinem großen Vorgänger ABBE.

Chemiker und Physiker benötigen öfter hohe Temperaturen, die sich verhältnismäßig leicht erzeugen lassen sollen und keine zu langen Anwärzeiten erfordern, wie dies etwa bei elektrischen Öfen der Fall ist. Speziell für den Chemiker kommt die Forderung hinzu, daß die Wärmequelle möglichst „rein“ sein soll, d. h. frei von Körpern oder Gasen, die mit der herzustellenden Schmelze etwa eine Verbindung eingehen könnten. Es ist eine Eigenschaft vieler hochschmelzender Elemente, daß sie zur Karbidbildung neigen, so daß sich Tiegel aus Kohle oder Graphit für solche Versuche nicht eignen. Tiegel aus MgO oder ZrO_2 sind nicht sehr haltbar, sie reißen leicht bei schroffem Temperaturwechsel. Es wäre das Ideal, die zu schmelzende Substanz lediglich „in sich“ schmelzen zu lassen, und dies möglichst im Vakuum oder in einem inerten Gas. Man könnte daran denken, die Erwärmung durch ein hochfrequentes Feld vorzunehmen. Die hochschmelzenden Substanzen (Oxyde) sind bei geringer Temperatur jedoch meist vorzügliche Isolatoren und müßten erst so weit erwärmt werden, bis Elektronen- bzw. Ionenleitung eintritt. Es war eine Idee meines Vaters, zur „reinen“ Erzeugung hoher Temperaturen eine Strahlungsquelle anzuwenden. In der Zeit des ersten Weltkrieges benutzte er hierzu zwei gegeneinandergerichtete Parabolspiegel von etwa 1 m \varnothing . In dem Brennpunkt des einen Spiegels brannte eine Bogenlampe, während in dem Brennpunkt des anderen Spiegels das zu schmelzende Präparat aufgestellt wurde. Die Versuche wurden bald wieder aufgegeben, da mit der normalen Bogenlampe keine ausreichend hohen Temperaturen erreicht wurden.

Dann wurde im Jahre 1921 ein Scheinwerferspiegel von 2 m \varnothing und 86 cm Brennweite verwendet, der nach der Sonne gerichtet als „Brennglas“ wirkte. Bereits der erste Versuch — eines Monteurs — wirkte überraschend. Er hielt eine etwa 8 mm starke Eisenstange in den Brennpunkt. Nach 2—3 sec tropfte das Eisen herunter und fiel in den Spiegel. Großer Schaden entstand nicht, an der Auftreffstelle traten etwa 1 mm tiefe muschelförmige Ausbrüche auf. Das Eisen war wie abgetropft Zinn ganz flach und völlig blank.

Die Anlage war so getroffen (Abb. 1), daß das Strahlenbündel durch einen Hilfsspiegel H in einen Durchbruch (30 cm \varnothing) des Hauptspiegels S hineinreflektiert wurde, während die weitere Sammlung durch eine kurzbrennweitige Linse L erfolgte, um einen genügend großen Einfallswinkel der Strahlen zu erhalten. Dadurch war es möglich, das zu schmelzende Präparat P mit einer Glasglocke zu überdecken und im Vakuum zu arbeiten. Wegen der großen Öffnung des Lichtkegels wurde die Glasglocke nur wenig erwärmt.

Die Verwendung eines ebenen Reflektorspiegels H war nicht möglich, denn trotz frischer vorderseitiger Versilberung erwärmte sich der Spiegel von etwa 30 cm \varnothing so stark, daß er nach spätestens 1 min zersprang. Ein größerer Durchmesser konnte aber

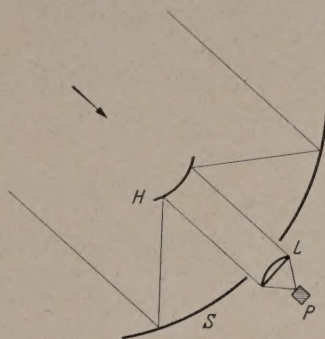


Abb. 1. Erste Sonnen-Schmelzanlage, Schema. Das Licht wird über einen Hilfsspiegel H hinter den Sammelspiegel S reflektiert.

nicht verwendet werden, weil sonst vom Hauptspiegel zuviel verdeckt wurde. Mein Vater fand, daß die ebenen Spiegel nur durch die bei der nicht ganz gleichmäßigen Erwärmung auftretenden Radialspannungen platzten. Konvexe Spiegel von gleicher Oberfläche sprangen nicht mehr, weil bei auftretenden Spannungen diese Fläche sich leichter deformieren konnte. Die Sammellinse L von etwa 15 cm \varnothing mußte aus gut wärmebeständigem Glas bestehen, denn sie erwärmte sich durch den großen Lichtstrom stark und zersprang dann leicht in der Zugluft. Vor dem Hilfsspiegel befand sich eine größere Blechkappe (nicht gezeichnet), durch deren Vor- oder Wegklappen die Lichtstrahlen auf das Präparat gelassen wurden. Diese blanke Kappe kam in der freien Luft schon auf etwa 500° C.

Die Spiegelanlage war mit ihrer Achse stets nach der Sonne gerichtet und lief der Sonne von selbst nach. Dies wurde durch eine sehr einfache Vorrichtung erreicht. Parallel zur Spiegelachse befand sich eine kleine Linse mit verhältnismäßig langer Brennweite, die ein Abbild der Sonne zwischen vier gekreuzte Bimetallstreifen entwarf¹. Diese Streifen konnten über Relais je einen Motor für Horizontal- und Vertikalbewegung steuern. Befand sich wegen der Abwanderung der Sonne das Bild nicht mehr genau zwischen den Streifen, so wurde ein Streifen belichtet, erwärmte sich und schloß einen Kontakt, der den entsprechenden Motor steuerte. Die Vorrichtung arbeitete recht genau und ohne jede Aufsicht. Sie

¹ Es sind an sich nur 3 Bimetallstreifen nötig, da die Richtung der Horizontalbewegung festliegt (nur von Osten nach Westen).

hatte nur den Nachteil, daß beim Auftauchen von Wolken der Spiegel „außer Tritt fiel“ und dann von Hand neu eingestellt werden mußte. Die einfache Art der Nachführung erübrigte aber eine parallaktische Aufstellung¹.

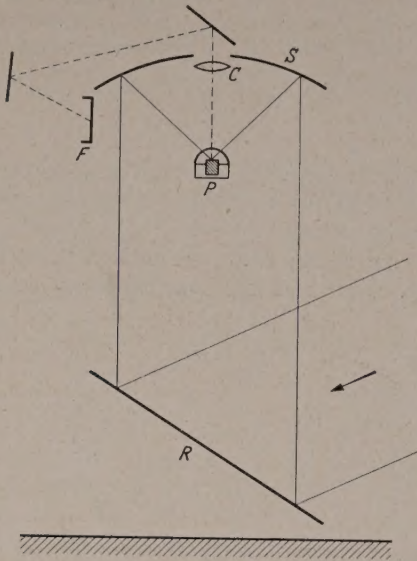
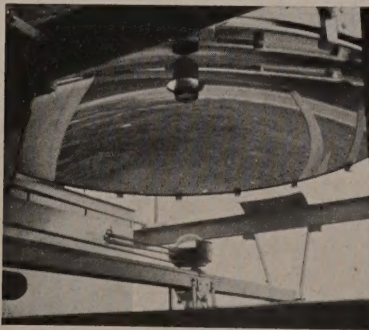


Abb. 2. Neue Anlage im „Abbeanum“. Der Sammelspiegel *S* ist unbeweglich, das Licht wird ihm durch den beweglichen Planspiegel *R* zugeleitet.



b



c

Abb. 3 a–c. Anlage im „Abbeanum“ betriebsfertig. Beide Spiegel sind herausgefahren (a). Planspiegel (b). Parabolspiegel mit Schmelzgefäß (c).

Obgleich das Arbeiten mit der Anlage recht einfach war, stellte sich doch im Laufe der Zeit der Wunsch

¹ Die mit der Bimetallstreifensteuerung verbundene nicht-kontinuierliche Nachführung des Spiegelsystems stört wenig, da bei den einzelnen Nachschüben der Brennpunkt auf 2–3 mm festgehalten wird. Es ist aber auch möglich, mit einem anderen Steuerverfahren bei sogar größerer Einfachheit eine völlig kontinuierliche Nachführung zu erreichen. H. STRAUBEL, Z. techn. Phys. 22, 283 (1941).

nach Verbesserungen ein. Störend war besonders, daß das zu schmelzende Präparat wegen der Neigung des ganzen Systems ebenfalls schräg stand, die Schmelzmenge also abtropfte. Es konnten daher immer nur geringe Mengen erschmolzen werden. Mit dem Neubau des „Abbeanum“² entwarf mein Vater dann eine andere Sonnen-Schmelzanlage, die den bisher gemachten Erfahrungen Rechnung trug. Aus Abb. 2 ist die neue Anlage leicht zu verstehen. Die Achse des Parabolspiegels (200 cm \varnothing , $f = 86$ cm) ist stets vertikal gerichtet, das Licht wird von unten durch einen beweglichen Planspiegel *R* in ihn reflektiert. So kann das Präparat *P* stets aufrecht stehen, es können größere Substanzmengen wirklich niedergeschmolzen werden. Der Planspiegel von 2,5 m \varnothing ruht lediglich am Rand auf einzelnen Klötzchen und ist nur gegen Abrutschen gesichert. Seine Fassung ist kardanisch aufgehängt, die beiden Nachführungsmotoren greifen mit je einer in einem Kugelgelenk aufgehängten Stange an der Spiegelfassung an. Die notwendigen Spiegelbewegungen (Neigung gegen die Vertikale) sind nur recht gering. Von Sonnenaufgang (45°) bis Mittag beträgt im Juni die maximale Neigungsänderung etwa 31° (Breite von Jena etwa 51°). Bei Nichtgebrauch befindet sich der Planspiegel im Haus (Parterre) und wird zur Verwendung auf einer ebenerdigen Fahrbahn herausgerollt.

Der Parabolspiegel ist im 3. Stock untergebracht (Abb. 3). Er hängt starr in einem Rahmen und kann auf 2 Doppel-T-Trägern als Schienen über die Hauswand herausgerollt werden. Bei der Arbeit bleibt der Spiegel also außerhalb der Hauswand. Man steht dann an der Fensterbrüstung und kann von da aus alle notwendigen Handgriffe vornehmen. In etwas mehr als dem Brennpunktabstand läuft eine horizontale Schiene auf der die Präparate in den Brennpunkt geschoben werden können. An dieser Schiene ist gleichzeitig die schon früher beschriebene automatische Nachsteuerung befestigt. Der eigentliche Präparatsträger besteht aus einem größeren Topf (15 cm \varnothing), der auf einem Kreuzschlitten in der Schiene ruht und auch in der Höhe (Brennpunkteinstellung) verstellt werden kann. Oben trägt der Topf eine Nut mit einem Gummiring, auf den eine Halbkugel aus Glas gesetzt wird, so daß sich der Schmelzraum evakuieren läßt. Eine zweiflügelige Klappe von Spiegeldurchmesser deckt den Brennpunkt gegen die vom Planspiegel kommende Strahlung völlig ab. Durch langsames Öffnen dieser Klappe kann man das Präparat entsprechend langsam erwärmen.

Das Arbeiten mit der neuen Anlage ist äußerst einfach, denn man muß sich lediglich darum kümmern, das Präparat in den Brennpunkt zu schieben, die Klappe zu öffnen und ein Niederschmelzen durch entsprechende Höhenverstellung auszugleichen. Durch eine in der Spiegelbohrung angebrachte Projektionsvorrichtung *C* wird das Präparat etwa 1:10 vergrößert auf dem Schirm *F* abgebildet, so daß eine unmittelbare Betrachtung nicht nötig ist. Denn hierzu würde man wegen der außerordentlichen Helligkeit eine nahezu lichtundurchlässige Brille brauchen, die bei allen anderen Beobachtungen stets erst wieder abgesetzt werden muß und so ein rasches Arbeiten erschwert.

² „Abbeanum“ Opt. u. mathem. Institut der Universität, 1930 erbaut aus Mitteln der Carl-Zeiß-Stiftung.

Die Schnelligkeit, mit der Substanzen geschmolzen werden können, hängt nicht nur von deren Schmelzpunkt, sondern auch von ihrer Absorption ab. MgO reflektiert sehr gut und kann der Strahlung etwa 9 sec widerstehen. Sowie aber der kleinste Fleck geschmolzen ist, absorbiert er stark und läßt nun die weitere Umgebung sofort schmelzen. Um jede Verunreinigung auszuschließen, werden die zu schmelzenden Substanzen zu Zylindern von etwa 12 mm \varnothing und 9–50 mm Länge gepreßt und diese aufrecht, völlig frei stehenden Zylinder dann niedergeschmolzen. So ist eine Verunreinigung (durch Tiegel, Halterungen usw.) ausgeschlossen. Da die Zylinder aus Pulvern gepreßt werden, ist auch ihre Wärmeableitung sehr schlecht, was den Schmelzvorgang beschleunigt. Für manche Zwecke preßt man nur flache Pastillen und richtet diese zu entsprechender Höhe übereinander.

Auch für sehr schwer schmelzende Substanzen ist ein zum Niederschmelzen ausreichend, falls man sofort mit voller Spiegelöffnung arbeiten kann. Schwierigkeiten bereitet aber das Schmelzen loser, feiner Pulver, wie z. B. Al_2O_3 . Solche Pulver haben große Luftmengen adsorbiert. Sowie sie bestrahlt werden, schleudern die entweichenden Gase das Pulver aus dem Tiegel, und zwar in wenigen Sekunden. Ob mit oder ohne Vakuum gearbeitet wird, spielt dabei keine erkennbare Rolle. Es bleibt nur übrig — Bindemittel sollen nicht verwendet werden — solche Pulver in einem Ofen möglichst zu sintern und sie dann rasch dem Schmelzspiegel auszusetzen, ehe wieder größere Luftmengen adsorbiert werden können. Verschiedene Substanzen haben am Schmelzpunkt einen erheblichen Dampfdruck und sublimieren deshalb leicht. Dann wird die Vakuumblocke sehr schnell beschlagen und läßt keine Strahlung mehr hindurch. Oxyde, bei denen N-Verbindungen nicht auftreten, werden daher besser in freier Luft geschmolzen. Gegenüber dem Arbeiten im Vakuum braucht man nur wenig mehr Zeit, vermeidet aber das Beschlagen der Glasblocke.

Die geringe Ausdehnung des Brennfleckes (etwa 1 cm \varnothing), außerhalb dessen praktisch keine Erwärmung auftritt, erlaubt es, pulverförmige Substanzen selbst in Pappschachteln von 5–6 cm \varnothing zu schmelzen, ohne daß der Rand der Schachtel auch nur erwärmt

wird. Eine Pulverschicht von 4–5 cm Höhe isoliert den Schachtelboden ausreichend.

Manche Oxyde neigen sehr stark zur Kristallisation, z. B. ThO_2 . Sofort nach Schmelzbeginn entstehen am Rande des Zylinders, wo das Temperaturgefälle sehr groß ist, Kristalle von mehreren Millimeter Länge. Aus der Schmelze selbst schießen zentimeterlange Kristallfäden heraus (Abb. 4, Fäden zum Teil abgebrochen).

Über die mit der Anlage erreichte Temperatur läßt sich zur Zeit keine Angabe machen. Sie kann zu etwa 4000° C angenommen werden, schwankt aber



Abb. 4. Einige geschmolzene Präparate. Von links nach rechts: TO_2 , ZrO_2 , Al_2O_3 . Bestrahlungsdauer je etwa 10 sec.

natürlich stark je nach dem Zustand der Atmosphäre (Dunstschichten). Alle als hochschmelzend bekannten Substanzen lassen sich in kürzester Zeit zu glasartigen Körpern schmelzen, soweit dem nicht die oben angeführten Schwierigkeiten (Sublimation usw.) entgegenstehen. Wie aus der kurzen Beschreibung wohl genügend hervorgeht, ist das Arbeiten mit der Anlage sehr einfach und kann praktisch ohne irgendeine Vorbereitung erfolgen. Es ist nur nötig, die beiden Spiegel herauszurollen und den Planspiegel so einzustellen, daß die Sonne in den Parabolspiegel reflektiert wird. Die Anlage ist dann betriebsbereit und läuft automatisch weiter — so lange die Sonne scheint.

Zusammenfassung.

Es wird eine als Hauptbestandteil einen Parabolspiegel von 2 m \varnothing und 86 cm Brennweite enthaltende Anordnung beschrieben, welche zur Erzeugung hoher Temperaturen mittels Fokussierung der Sonnenstrahlung dient.

Dr. HARALD STRAUBEL, Jena, Botzstr. 10.

Abhängigkeit der Kondensatstruktur von der Keimzahl*.

Von E. TRAUB.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der R. Bosch G. m. b. H., Stuttgart.)

Mit 3 Textabbildungen.

(Eingegangen am 20. März 1949.)

Die Eigenschaften dünner durch Kondensation aus der Gasphase entstandenen Metallschichten wurden bisher in vielen wissenschaftlichen Arbeiten untersucht. Die Erfahrungen bis 1942 wurden zusammengefaßt mit den Worten: „Wir wissen heute, daß unter saubersten Bedingungen rasch aufgedampfte, nicht allzu dünne Metallschichten die beste und vielleicht einzige Möglichkeit bieten, zu richtigen optischen, elektrischen und Dichte-Angaben zu kommen.“

* Der Inhalt befaßt sich mit Versuchsergebnissen aus den Jahren 1942 und 1943.

Alle „Anomalien“ in den Kondensaten der dünnen Schichten sind dann verschwunden.“ [1] oder später mit den Worten: „Durch schnelles Aufdampfen bei gutem Vakuum und einwandfreien Unterlagen erhält man vollkommen reproduzierbare Werte, ...“ [2]. Die Angabe dieser beiden Ergebnisse möge genügen, da sie mit den vielen anderen übereinstimmen. Die nachfolgende Arbeit versucht die Wirkung der gegebenen Rezepte zu erklären und gibt ein Verfahren, mit dem solche Metallschichten mit gewünschten Anomalien reproduzierbar hergestellt werden können.

Wird eine Oberfläche einem Metaldampf ausgesetzt, so bleiben die auftreffenden Atome auf der Oberfläche nicht an der Auftreffstelle liegen. Je nach den physikalischen und chemischen Verhältnissen diffundiert das Atom auf der Oberfläche oder wird gar von ihr nach einer Verweilzeit wieder reemittiert. Eine Kondensation, d. h. die Bildung eines Zwillinges an der Auftreffstelle ist somit um so wahrscheinlicher, je kleiner die Diffusionsgeschwindigkeit, bzw. je länger diese Verweilzeit und je dichter der auftreffende Metaldampf ist. Ist diese Wahrscheinlichkeit nicht 100%, so bedeutet das jedoch nicht allein eine Verzögerung der Kondensatbildung, sondern auch eine Störung des Kondensataufbaues. Das wird verständlich aus dem Befund, daß selbst bei einer Kondensationswahrscheinlichkeit gleich Null auf der Oberfläche ein Niederschlag auftreten kann. Dieser Niederschlag ist dann staubförmig. Er ist nicht auf der Oberfläche, sondern über ihr kondensiert und zum Teil auf die Oberfläche geweht worden.

In der gleichen Weise, wie diese lokal auf die Oberfläche gewehten „Vorkondensate“ die entstehende Schichtstruktur beeinflussen, wirken die durch eine Oberflächendiffusion der auftreffenden Atome ermöglichten lokalen Kondensatbildungen. Auch sie treten erst als fertige Einheiten (Vorkondensate) mit den Nachbarkondensaten in Verbindung und bilden so die Schicht.

Die Vorkondensation von langsamen, auf der Oberfläche diffundierenden und von der Oberfläche zurückgestoßenen Metallatomen untereinander oder mit den neu hinzukommenden kann nun verschieden stark sein. Je nach der Kondensationswahrscheinlichkeit wird die Anzahl und Teilchengröße der in das Kondensat sich einlagernden Vorkondensate sein. Diese stören das normale Kristallwachstum. So entsteht ein kontinuierlicher Übergang von einem völlig abwischbaren, das Licht diffus reflektierenden Niederschlag von Metallstaub bis zu einer Kondensatschicht von metallisch glänzendem Aussehen. Dieser Übergang führt über die milchig-blauen und bläulich glänzenden (TYNDALL-Effekt) Metallschichten, die so oft allein auf Einlagerung von Fremdgasmolekülen durch Kondensation bei schlechtem Vakuum zurückgeführt werden. Verhindert man jedoch in einem solchen Fall die Vorkondensation, so kann bei gleichem Restgasdruck der Fremdgase ein ungestörtes Kondensat entstehen. Selbst wenn übrigens durch zu hohen Fremdgasdruck kein ungestörtes Kondensat entstehen kann, so braucht das Kristallwachstum nicht durch sich einlagernde Fremdgasmoleküle direkt unterbrochen worden zu sein, sondern auch hier durch das Auftreffen von mehratomigen Vorkondensaten, die in diesem Falle nach Energieabgabe durch Stoß mit den Fremdgasmolekülen schon auf dem Weg vom Metallbad zur Oberfläche entstehen konnten. Verhindert man eine so weitgehende Energieabgabe durch eine Überhitzung des Dampfes oder durch Anregung der Restgase, so entsteht auch in diesem Falle ein weniger gestörtes Kondensat. Eine ungestörte Kondensatschicht kann nur entstehen, wenn sie aus atomaren Dampf aufgebaut wird, und die Atome auf der Kondensatunterlage nicht diffundieren können.

Will man nun bei der Kondensation von Metallen mit hohen Dampfdrucken, wie z. B. Zn oder Cd ein

ungestörtes Kondensat erreichen, so muß man besonders auf die Kondensationswahrscheinlichkeit achten, denn diese ist nur bei entsprechend tiefen Oberflächentemperaturen und nur bei großer Sauberkeit der Oberfläche gleich eins. Die Abhängigkeit der Schichtstruktur von der Kondensationswahrscheinlichkeit wurde auf die weiter unten beschriebene Weise experimentell bestimmt.

Die jeweilige Schichtstruktur wurde ermittelt aus Elektronen-Beugungs- und aus Elektronen-Mikroskop aufnahmen, ebenso wie aus mikroskopischen Beobachtungen des Schichtabbaues bei Oxydationsvorgängen.

Für eine objektive Bewertung wurde der elektrische Widerstand r eines Quadrates in seiner Ebene und das zugehörige Kondensatgewicht G bestimmt. Dieser spezifische Flächenwiderstand r wurde nur ins Verhältnis gesetzt zu dem errechenbaren Widerstand r_0 , den die gleiche Metallmenge G bei normaler Struktur, d. h. also bei normalem spezifischen elektrischen Widerstand ϱ_0 und normaler Dichte γ auf der gleichen Oberfläche erzeugen würde

$$r_0 = \varrho_0 \gamma_0 / G.$$

Der so definierte Gütewert

$$\eta = r_0 / r = \varrho_0 \gamma_0 / G \cdot r$$

ist somit kleiner, oder höchstens gleich eins. Er ermöglicht das Kondensat zu bewerten ohne eine so problematische Schichtdickenmessung.

Dieser Gütewert η wurde einer großen Zahl von Untersuchungen an Kondensaten zugrunde gelegt, die unter den verschiedensten Verhältnissen hergestellt waren, so auch den Untersuchungen über die Abhängigkeit der Kondensatstruktur von der Kondensationswahrscheinlichkeit auf der Oberfläche. Diese ist, wie schon oben erwähnt, bestimmt durch die Verweilzeit der Atome und die Dichte des Dampfes. Während letztere eine jeweils gegebene Größe ist, ist erstere von physikalischen und chemischen Größen abhängig, die selten über eine Oberfläche gleichmäßig verteilt sind. So beginnt die Kondensation auf jeder Oberfläche an einzelnen Stellen bevorzugt. Eine willkürliche Vermehrung der Anzahl solcher Stellen bevorzugter Kondensation ist z. B. mit einer Keimlegung möglich. Als Keime sind somit Stoffe auf der Oberfläche zu bezeichnen, an denen die Verweilzeit der Atome verlängert ist gegenüber der an ihrer Umgebung. Schon äußerst geringe Mengen eines Keimstoffes können erhebliche Wirkungen auf die Kondensationswahrscheinlichkeit ausüben. LANGMUIR [3] z. B. errechnet aus seinen Versuchen wirksame Schichten von 3/1000 monatomarer Bedeckung. Will man nur die Keimzahl als willkürliche veränderliche Größe zur Änderung der Kondensationswahrscheinlichkeit verwenden, so muß eine brauchbare Versuchsanordnung neben der Gewähr für die Konstanz aller übrigen maßgebenden Größen, noch die Möglichkeit geben verschiedene derartige geringe Keimmengen zu erzeugen und zu bestimmen. Ist es aber schon schwierig Schichten von im Mittel kleiner als monatomarer und in diesem Bereich verschiedener Stärke nach den bekannten Bedampfungsverfahren herzustellen, so macht die nachträgliche quantitative Bestimmung dieser geringen Beträge noch größere Schwierigkeiten. Anfängliche Bestimmungen der Keimmenge mit den

empfindlichsten spektrographischen Methoden in dem Bereich von 0,005% der an ihr nachträglich kondensierten Metallmenge waren umständlich und zeitaufwend.

Ein brauchbares Verfahren, die genannten Bedingungen zu erfüllen, ist nun die Verwendung von aufenden Bändern als Kondensationsunterlage. Sie ermöglicht einerseits in kurzer zeitlicher Aufeinanderfolge, während der eine Konstanz der Versuchsbedingungen gewährleistet ist, die durch Änderung einer Größe hervorgerufene Kondensatänderung kontinuierlich zu verfolgen, und andererseits durch Regelung der Bandgeschwindigkeit sehr kleine und bestimmbar Bedampfungszeiten zu erzielen, proportional denen die Kondensatmenge angenommen werden kann. Für die vorliegenden Versuche wurden Papierbänder von 8 μ Dicke benutzt, wie sie für Kondensator-dielektrika verwendet werden. Sie erhielten zunächst einseitig eine Lackschicht von etwa 1 μ Stärke und wurden dann in 3 km Länge aufgerollt. Diese Rollen konnten in einer Vakuumapparatur umgespult und dabei verschieden behandelt werden. Als Vorbekeimungsstoff wurde Ag aus einem Molybdäntiegel auf die Oberfläche bei einem Restgasdruck von etwa 10^{-3} Torr aufgedampft. Verschiedenen starke Bedeckungen der Papieroberfläche entstanden hierbei durch Änderung der Bedampfungsdauer über dem im stationären Zustand befindlichen Ag-Verdampfer. Diese Änderung war über einen Bereich von 6 Zehnerpotenzen möglich, da ein Öffnungsspalt (Abb. 1, a) über einem Ag-Verdampfer (b) mit Hilfe einer Schieberblende (c) von 0,4 auf 60 mm vergrößert und die Papiergeschwindigkeit (v) von 10 m/sec auf 6 mm/sec vermindert werden konnte. Die Bedampfungsdauer errechnet sich zu $B = a/v$ (sec). Um eine einfache Auswertung zu ermöglichen, wurden diese beiden Größen laufend auf den Papierstreifen aufgezeichnet, und zwar v durch eine Zeitmarke (e) in $1/25$ und 1 sec Abstand und a durch den Abstand (g) dieser Zeitmarke vom Papierrand. Eine seitliche Verschiebung des Schreibers war mit der Blendenbewegung gekoppelt, dabei wurde die mechanische Übersetzung so gewählt, daß die Bedampfungsdauer auch bei kleinen Blendenöffnungen mit einem Fehler $< 10\%$ bestimmt werden konnte. So ist es möglich, die Vorbekeimungsintensität in einem Bereich über 6 Zehnerpotenzen relativ zu bestimmen. Um auch absolute Werte der Bekeimung zu erhalten, wurde die in der Zeiteinheit der Papieroberfläche zugeführte Ag-Menge aus dem Gewicht des Niederschlages auf einer Glasplatte bestimmt, die bei geöffneter Blende 10 min lang bedampft worden war. Die Verdampferergiebigkeit wurde so vor und nach der Bekeimung des Papiers jeweils bei konstant gehaltenem Heizstrom des Tiegels gemessen. Sie betrug z. B. am Anfang der Behandlung $15,7 \gamma/(\text{sec cm}^2)$ † und am Ende derselben $8,6 \gamma/(\text{sec cm}^2)$. Diese Abnahme ist bedingt durch die Abnahme der Ag-Menge im Tiegel; sie wurde dann bei der Auswertung so weit als möglich berücksichtigt. So wurde aus der Belichtungsdauer und der Dampfintensität des Ag-Tiegels eine quantitative Angabe über die jeweilige Keimmenge auf der Papieroberfläche möglich. Sie lag in der Größenordnung von 10^{-4} bis $10^{+2} \gamma/\text{cm}^2$. Aus dem

spezifischen Gewicht des Ag und der monatomaren Schichtdicke von 4 Å errechnet sich eine mittlere 10^{-4} - bis 10^{+2} -fach monatomare Bedeckung der Oberfläche mit Keimen.

Auf diese Weise wurde nun das Papierband in einem ersten Umspulvorgang mit einer nachträglich bestimmbar Intensität vorbekeimt, und zwar so, daß diese zwischen den Extremen möglichst schnell geändert wurde. So kamen alle herstellbaren Keimintensitäten auf eine Versuchsstrecke von etwa 100 m zu liegen. Auf die 3 km lange Rolle konnten mehrere Versuchsstrecken aufgelegt werden. Die so vorbehandelte Papieroberfläche wurde dann über einen geheizten Zn-Verdampfer geführt. Die Bedampfungszeiten waren wiederum aus einer eingeritzten Zeitmarke im Papier ersichtlich, und konnten mit der Papiergeschwindigkeit geändert werden. Die Ergiebigkeit des Zn-Verdampfers mit etwa 2 kg Badgewicht

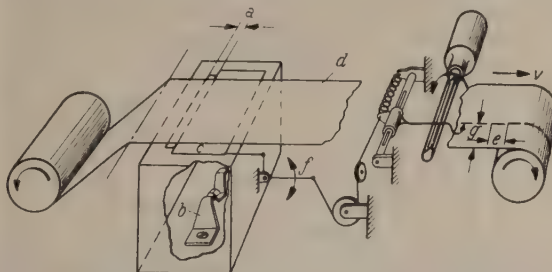


Abb. 1. Dosierungs- und Registriervorrichtung der Keimmasse auf der Bandoberfläche.

änderte sich wegen seiner großen Wärmekapazität nur sehr langsam. So konnte sie für die Bedampfungsdauer einer Meßstrecke von 100 m Länge von etwa 30 sec als konstant angesehen werden. Ebenso kann angenommen werden, daß alle die übrigen Größen, die einen wesentlichen Einfluß auf die Kondensation ausüben, wie Temperatur und Dichte des Dampfes, Druck und Zusammensetzung der Restgase, räumliche Lage der Kondensationsfläche und Oberflächenbeschaffenheit der Kondensationsunterlage innerhalb dieser Zeit konstant blieben. Diese Annahme wurde gerechtfertigt durch die Übereinstimmung der entsprechenden Meßwerte aus aufeinanderfolgenden Versuchsstrecken.

So ist es möglich, den Einfluß allein einer den Kondensationsvorgang ändernden Größe zu bestimmen. Dabei ist von besonderem Vorteil, daß auch die Kondensatstärke beliebig einstellbar ist. Das ist für viele Untersuchungen von großer Bedeutung, da häufig eine Änderung im Kondensationsvorgang nur oder am eindeutigsten im Augenblick seines Beginnes feststellbar ist. Auch im vorliegenden Beispiel, der Untersuchung des Einflusses der Keimzahl auf die Kondensatstruktur war zu erwarten, daß die den Kondensationsbeginn beeinflussende Keimzahl sich hauptsächlich auf dünne Kondensate auswirken würde. Es ist ein wesentliches Ergebnis der Versuche gewesen, daß die Auswirkung der Keimzahl nicht nur auf den Kondensationsbeginn beschränkt bleibt, sondern die Struktur des Kondensates bis zu den untersuchten maximalen Schichtdicken von 0,2 μ von der Keimzahl bestimmt wird. Der maximal bei den jeweils gegebenen Versuchsbedingungen erreichbare Gütegrad der Schichtstruktur, wie er oben definiert wurde, ist zwar bei dünnen Schichten kleiner als bei

† $1 \gamma = 10^{-6} \text{ g.}$

dieken, doch bleibt er bis zu den untersuchten Schichtdicken von der Keimzahl beim Beginn der Kondensation bestimmt. Er läßt sich auch durch Änderung

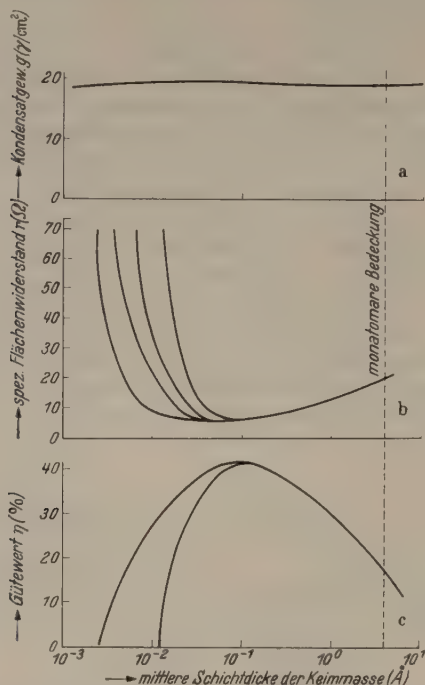


Abb. 2 a—c. Flächengewicht (a), spezifischer, elektrischer Flächenwiderstand (b) und Gütewert (c) des Kondensates in Abhängigkeit von der mittleren Keimmasse. Während die Menge des Kondensates konstant bleibt, ändern sich seine spezifischen Eigenschaften weitgehend. Dabei durchläuft der Gütewert ein Maximum.

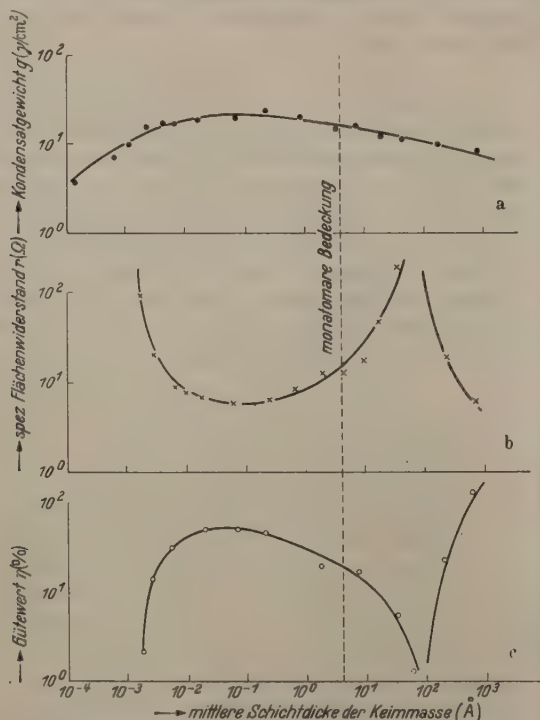


Abb. 3 a—c. Flächengewicht (a), spezifischer, elektrischer Flächenwiderstand (b) und Gütewert (c) des Kondensates in Abhängigkeit von der mittleren Keimmasse über einen erweiterten Meßbereich, so daß nach dem Abfall des Gütewertes wieder ein Anstieg meßbar wird.

der Kondensationsverhältnisse auf einer einmal entstandenen Schicht nur mehr verschlechtern, doch nicht verbessern.

Die einzelnen Versuchsstrecken wurden, wie bereits angedeutet, ausgewertet: Die Vorbekeimungsintensität

errechnete sich aus dem Abstand der Zeitmarken voneinander und vom Rand, sowie aus der zugehörigen Dampfergiebigkeit des Ag-Verdampfers zu $x = \gamma / \text{cm}^2 \text{A}$. Sie wurde zur besseren Anschaulichkeit des Wertes zu der nur als Mittelwert sinnvollen Schichtdicke der Keimmasse umgerechnet. Die elektrische Widerstandsmessung ergab den spezifischen Flächenwiderstand $r(\Omega)$. Sie geschah auf 2 Arten: In den meisten Fällen wurde durch Aufsetzen von Schneiden auf die Metallschicht in einem vorbestimmten Abstand voneinander diese Prüfstrecke in einen Meßbrückenkreis eingeschaltet und gemessen. War jedoch die Struktur des Kondensates besonders empfindlich gegen mechanische Beanspruchung, so daß durch das Aufsetzen der Schneiden ein unkontrollierbarer Übergangswiderstand entstanden wäre, so wurde die Leitfähigkeit der Schicht aus der Rückwirkung der in ihr induzierten Ströme auf die Induktionsspule einer Wechselstrombrücke bestimmt. Die Eichung der Meßanordnung geschah mit nach der ersten Meßmethode bestimmten Widerstandsschichten. Schließlich wurde das spezifische Zn-Gewicht $G(\gamma / \text{cm}^2)$ aus mikroanalytischen Zn-Bestimmungsverfahren erhalten. Es wurde hierfür sowohl das Dithizonverfahren nach H. FISCHER [1] angewandt, wie eine gasvolumetrische Bestimmung der H_2 -Menge, die aus der Umsetzung des metallischen Zn mit Säuren entstand. So wurde der Gütewert $\eta = \rho_0 \gamma_0 / (r \cdot G)$ errechnet und seine Werte aus mehreren Stellen einer Versuchsstrecke über den jeweils zugehörigen Vorbekeimungsintensitäten aufgetragen.

Abb. 2 zeigt ein solches Ergebnis in seiner charakteristischen Form, wie sie sich aus einer größeren Zahl von ausgemessenen Versuchsstrecken mit jeweils etwa 20 Meßpunkten ergab. Die Kondensatmenge ist innerhalb der Versuchsstrecke weitgehend unabhängig von der Bekeimungsintensität (Abb. 2a). Das ist der Fall, obwohl bei den geringen Keimbedeckungen eine in dem übrigen Bereich fast undurchsichtige Schicht hier kaum mehr sichtbar ist. Ihre hohe Lichtdurchlässigkeit erklärt sich aus ihrer stauförmigen Struktur; sie ist allein der Niederschlag eines Vorkondensates. Erst von einer gewissen Vorbekeimung ab wird die Schicht sichtbar und erhält eine meßbare elektrische Leitfähigkeit, die sehr schnell mit der Zunahme der Keimzahl wächst (Abb. 2b). Ihr entsprechend verläuft der Gütewert η (Abb. 2c). Daß dieser Anstieg der η -Werte bei verschiedenen Bekeimungen beginnt, erklärt sich aus dem oben erwähnten großen Einfluß vieler anderer Größen auf den Kondensationswirkungsgrad, die bei den verschiedenen Versuchen unmöglich absolut konstant gehalten werden können. Der maximale η -Wert des hier wiedergegebenen Beispiels mit etwa 45% ist sehr niedrig. Er erklärt sich unter anderem aus der kleinen Kondensatmenge von nur $20 \gamma / \text{cm}^2$, der bei normaler Dichte eine Schichtdicke von 200 \AA entspräche. Bei größeren Kondensatmengen (30 bis $100 \gamma / \text{cm}^2$) und unter anderen Versuchsbedingungen wurden η -Werte bis zu 85% erhalten. Doch spielt für die vorliegende Betrachtung der absolute η -Wert keine Rolle.

Dagegen verlangt der immer wieder auftretende Abfall der η -Werte bei weiterer Steigerung der Vorbekeimung eine besondere Erklärung. Wie die Ergebnisse bei erweitertem Meßbereich zeigen (Abb. 3) durchläuft die η -Kurve nach dem Abfall ein Minimum

em ein steiler Anstieg folgt. Dieser führt bis zu Werten über 100%. In diesem Gebiet besitzt eben die Vorbekeimung bereits eine Eigenleitfähigkeit. Da jedoch ihre Metallmenge bei der analytischen Gewichtsbestimmung nicht miterfaßt wird, ergeben sich höhere Leitfähigkeiten, als sich aus der gemessenen Menge und dem spezifischen elektrischen Widerstand errechnet. Der Abfall der η -Werte ist nach den Versuchsergebnissen am größten, bevor die Keimschicht eine Eigenleitfähigkeit erhält. Das läßt nun folgende Erklärung für die Abnahme der η -Werte nach einem optimalen Wert zu:

Durch den experimentellen Vorgang bedingt, verläuft eine Zeit zwischen der Keimlegung und der Hauptbedampfung. So besteht die Möglichkeit, daß die auf der Oberfläche gebundenen Ag-Atome in dieser Zeit durch Oberflächendiffusion einander finden und koagulieren. Derart sich bildende Atomgruppen verringern aber die wirksame Keimzahl. Bei gegebener Oberflächendiffusionsgeschwindigkeit wird die Verringerung der wirksamen Keimzahl um so größer sein, je dichter die Atome anfänglich lagen. Dem entspricht die Lage des maximalen Abfalles der η -Werte bei Vorbekeimungen von der Größenordnung monatomarer Bedeckung. Die Verringerung der wirksamen Keimzahl würde allerdings in dem gegebenen Beispiel einer Koagulation von 10^4 Atomen entsprechen; trotzdem würde das die Erklärung nicht ermöglichen. Auch handelt es sich bei dem niedergegebenen Beispiel um einen besonders ausgeprägten Fall, der in dieser Stärke nur einmal erhalten wurde. Ist die Erklärung des Abfalles der η -Werte in hohen Keimbedeckungen mit einer Verringerung der wirksamen Keimzahl durch Koagulation zutreffend, so entspricht dieser Effekt einer Erklärung des Solarisationseffekts in der Photographie: Die genannten Versuche lassen sich auffassen als Messungen an Schichten, die durch die physikalische Entwicklung eines latenten Bildes von Keimen entstanden sind. Der Solarisationseffekt der Photographie wurde auf Vorgänge im latenten Bild zurückgeführt, und zwar auf eine Verringerung der wirksamen Keimzahl des latenten Bildes durch Koagulation der Keime, an den Stellen, an denen sie wegen besonders starker Belichtung besonders dicht lagen [5]. Auch bei der chemischen Entwicklung spielt demnach nicht allein die Masse des latenten Bildes eine Rolle, sondern auch ihre Verteilung. So kann durch Koagulation die Keimwirkung einer gegebenen latenten Masse sich verringern.

Will man einen solchen „Solarisationseffekt“ bei der Keimlegung vermeiden, so muß man demnach die

Diffusionsmöglichkeit der Keimmasse auf der Oberfläche verringern. Das wäre wiederum die gleiche Aufgabe, wie die anfänglich für die Zn- oder Cd-Kondensation gestellte. Sie wäre also zu lösen durch die Erzeugung einer niederen Oberflächentemperatur oder durch die Verwendung eines geeigneteren Keimstoffes. Als solche wirken alle Stoffe, die einerseits eine größere Verweilzeit auf der Oberfläche besitzen und andererseits eine größere Verweilzeit der Atome des „entwickelnden“ Dampfes an sich hervorrufen, beides unter den jeweils gegebenen Verhältnissen. Von chemischen Wirkungen abgesehen, bleibt der Dampfdruckunterschied ausschlaggebend für eine mögliche Keimwirkung. Der Stoff mit dem geringeren Dampfdruck kann als Keim für den mit höherem Dampfdruck wirken.

Zusammenfassung.

Es wird die Bedeutung der „Vorkondensation“ für die Struktur des Kondensates bei der Herstellung von dünnen Metallschichten durch Kondensation aus der Gasphase dargelegt. Weiter wird ein Verfahren geschildert, mit dessen Hilfe Untersuchungen an Kondensationsvorgängen in verschiedensten Richtungen möglich werden. Als Beispiel wird der Zusammenhang der Kondensat-Struktur mit der Keimzahl in dem Bereich einer 10^{-4} bis 10^{+2} fach monatomaren Bedeckung der Oberfläche mit Keimen bestimmt. Eine sich ergebende Unregelmäßigkeit im Verlauf dieser Abhängigkeit wird gedeutet als ein „Solarisations-Effekt“ bei der physikalischen Entwicklung eines aus Silber-Keimen bestehenden latenten Bildes.

Nachtrag bei der Korrektur: Während der Drucklegung dieses Aufsatzes erschien im J. Appl. Phys. 20, 306 (1949) eine ausführliche Arbeit von H. LEVINSTEIN: „The Growth and Structure auf Thin Metallic Films“, auf die trotz der teilweisen Übereinstimmung des Themas mit dem der vorliegenden Arbeit nicht mehr eingegangen werden kann. Es sei nur darauf hingewiesen, daß in ihr vor allem die Schmelztemperatur des jeweilig sich kondensierenden Metalles für die entstehende Struktur verantwortlich gemacht wird. Die beschriebenen Strukturunterschiede für die verschiedenen Metalle entsprechen dabei denen, die, wie oben gezeigt, auch für ein und dasselbe Metall unter sonst gleichen Verhältnissen allein durch Änderung der Keimzahl bei Kondensationsbeginn erhalten werden. Ein Bericht über diese Strukturformen, wie sie sich bei uns aus der Diskussion von Elektronenbeugungs- und Elektronenmikroskopaufnahmen ergaben, ist in Vorbereitung.

Literatur. [1] BUCHWALD, E.: Physik i. regelm. Ber. 10, 10 (1942). — [2] HASS, H.: Optik 1, 8 (1946). — [3] LANGMUIR: Proc. nat. Acad. Sci., Wash. 3, 14 (1917). — [4] FISCHER, H.: Z. analyt. Chem. 107, 241 (1937). — [5] MEIDINGER: Z. angew. Photographie 4, 69 (1942).

Dr. E. TRAUB, (14a) Stuttgart O, Pischekstr. 53.

Die Diffusion von Wasserdampf in Wasserstoff, Stickstoff und deren Gemischen*.

Von BRUNO HIPPENMEYER, München.

Mit 10 Textabbildungen.

(Eingegangen am 17. September 1948.)

I. Einleitung.

Über die Diffusion von Wasserdampf in Wasserstoff, Stickstoff und deren Gemischen im Bereich

* Diss. d. T. H. München (D 91) in gekürzter Fassung. Diese Arbeit wurde in den Jahren 1940/42 im Laboratorium für Wärmekraftmaschinen der T. H. München ausgeführt, sie konnte aus äußeren Gründen nicht früher veröffentlicht werden.

zwischen 0 und 100° C lagen bisher nur vereinzelte Meßwerte vor. Um ein zusammenhängendes Bild über die Abhängigkeit der Diffusionszahl von der Temperatur sowie auch von der Zusammensetzung des Gemisches zu erhalten, wurden die nachstehend beschriebenen Versuchsreihen durchgeführt. Hierbei wurde die Diffusion [1] nach einem Verfahren

gemessen, wie es im wesentlichen schon SCHIRMER [2] für die Ermittlung der Diffusionszahl von Wasserdampf in Luft benutzt hatte.

Meßverfahren.

Da SCHIRMER [2] das durch hohe Genauigkeit ausgezeichnete Meßverfahren bereits ausführlich beschrieben hat, sei hier zum Verständnis des Folgenden nur an die Grundgedanken erinnert. In einem Thermostaten, in dem die Temperatur konstant gehalten wird, ist ein lotrecht stehendes, zylindrisches, unten geschlossenes Rohr angeordnet, dessen unterer Teil mit Wasser gefüllt ist (Abb. 1). Am oberen offenen Rohrende läßt man ein trockenes Gas langsam vorbeistreichen. Mit demselben Gas ist auch das Rohr bis zur Wasseroberfläche hin gefüllt. An der Wasseroberfläche selbst herrscht der der Temperatur t

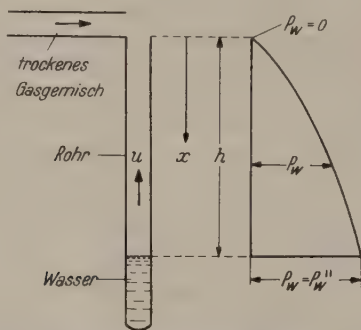


Abb. 1. Verlauf des Wasserdampfdruckes P_w längs der Rohrachse beim Verdampfungsverfahren. u = Konvektive Geschwindigkeit; h = Diffusionshöhe.

zugeordnete Sättigungsdruck P_w'' , während am oberen Rohrende der Wasserdampfdruck $P_w = 0$ ist.

Infolge des Partialdruckgefälles verdampft langsam eine kleine Menge des Wassers und diffundiert in Richtung der Rohrachse nach oben. Bezeichnet man die Entfernung vom oberen Rohrende mit x , dann diffundiert also der Wasserdampf in der negativen x -Richtung. Im Beharrungszustand treten durch jeden Querschnitt gleichviele Wasserdampfmoleküle hindurch, was einer gewissen sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeit u des Gas-Dampf-Gemisches in negativer x -Richtung gleichkommt [3]. Trotzdem bleibt das Gas selbst, weil es in dem Gemischstrom in der Richtung nach unten diffundiert, in Ruhe.

Die durch den Rohrquerschnitt F und in der Beobachtungszeit t diffundierende Wasserdampfmenge G_w wird bestimmt, indem man die im unteren Teil des Rohres befindliche Wassermenge vor und nach dem Versuch abwägt. Hieraus erhält man die Diffusionszahl D wie folgt.

Bewegt sich das Gemisch mit der Geschwindigkeit u entgegen der x -Richtung, so gilt im Beharrungszustand die Differentialgleichung:

$$u \frac{dc_w}{dx} - D \frac{d^2 c_w}{dx^2} = 0, \quad (1)$$

wobei c_w die Konzentration des Wasserdampfes, d. h. seine Gewichtsmenge je Volumeneinheit des Gemisches bedeutet.

Führt man in diese Gleichung noch an Stelle der Konzentration c_w den Dampfdruck P_w nach dem idealen Gasgesetz

$$c_w = \frac{P_w}{R_w T} \quad (2)$$

ein, dann erhält man mit den aus Abb. 1 erkennbaren Grenzbedingungen als Lösung von Gl. (1) ein logarithmischen Teildruckverlauf des Wasserdampfes nach der Beziehung:

$$P_w = P_0 \left[1 - \left(\frac{P_0 - P_w''}{P_0} \right)^{\frac{x}{h}} \right].$$

Die je Flächen- und Zeiteinheit diffundierende Wassermenge b ($\text{kg}/\text{m}^2 \text{h}$), die auch „Belastung“ genannt sei, ergibt sich hierbei zu

$$\frac{G_w}{F \cdot t} = b = \frac{D \cdot P_0 \cdot \ln \frac{P_0}{P_0 - P_w''}}{T \cdot R_w \cdot h}.$$

Setzen wir noch $R_w \cdot T = P_w \cdot v''$, wobei v'' (m^3/l) das spezifische Volumen des trocken gesättigten Wasserdampfes bedeutet, dann erhalten wir aus Gl. (4) als die gesuchte Beziehung für die Diffusionszahl

$$D = \frac{b \cdot v'' \cdot P_w'' \cdot h}{P_0 \cdot \ln \frac{P_0}{P_0 - P_w''}}.$$

Die zur Berechnung von D nach dieser Gleichung erforderlichen Zahlenwerte wurden wie b teils durch die Versuche, teils aus bekannten Tabellenwerken ermittelt.

Bei der Auswertung der Versuche wurde angenommen, daß an jeder Stelle des Diffusionsrohrs das Wasserstoff-Stickstoff-Gemisch dieselbe Zusammensetzung hat wie das am oberen Ende des Rohrs vorbeistreichende trockene Gasgemisch. Ob diese Annahme wirklich zutrifft, bedarf einer gesonderten Untersuchung, die den Rahmen dieser rein experimentellen Arbeit übersteigen würde. Voraussichtlich läßt sich diese Frage mit Hilfe der von ECKART MEIXNER und anderen Autoren [5] entwickelte Thermodynamik der irreversiblen Prozesse theoretisch behandeln.

II. Eigene Versuche.

1. Versuchseinrichtung.

a) Das Diffusionsrohr. Die Versuchseinrichtung ist in den Abb. 2 und 3 dargestellt. Das Diffusionsrohr (Abb. 2) war im Thermostaten erschütterungsfrei aufgehängt. Die Hahn (1) bestand aus Jenaer KPG-Glas „Geräteglas 20“. Bei Versuchsbeginn wurde der am Mantelrohr angebrachte Hahn geschlossen, der am Diffusionsrohr oberhalb des Schließbündels befindliche Hahn (2) geöffnet (Fall I). Dadurch wurde erreicht, daß sich im Diffusionsrohr gleich bei Versuchsbeginn eine Wasserstoff-Stickstoff-Atmosphäre des jeweils für den Versuch benötigten Gemisches einstellte. Nach kurzer Laufzeit wurden die Hahnstellungen geändert, so daß das Gasgemisch nun am oberen Ende des Diffusionsrohrs vorbeistrich und durch den Abzug entweichen konnte (Fall II).

Der am Diffusionsrohr oben vorbeistreichende Gasstrom ruft eine kleine Störung, die die wirkliche Diffusionshöhe verändern wird, hervor. Bei den verwendeten großen Diffusionshöhen ist aber diese Störung von nur geringem Einfluß. Wie SCHIRMER gezeigt hat, konnte die Gasmerkmale und Gasführung durch verschiedene Anordnungen ohne Einfluß auf das Ergebnis weitgehend geändert werden.

b) Gaszuführung, -trocknung und -mischung. Der verwendete Stickstoff hatte eine Reinheit von 99,97% und der Wasserstoff eine solche von 99,90%. Die Gase wurden nach Rücksicht auf die nachgeschalteten Mengenmeßvorrichtungen jedes für sich getrocknet. Als Absorptionssubstanzen dienten konzentrierte Schwefelsäure und Phosphorpentoxid. Hierdurch wurde eine einwandfreie Trocknung jedes Gases erzielt. Hinter der Trockeneinrichtung waren Kapillaren

smengemessener eingeschaltet. Zur Ablesung des Druck-
terschiedes an den Enden einer Kapillare wurden Labo-
toriums-Strömungsmesser nach NASHAN [6] verwendet.

Nach der Mengemessung wurden Wasserstoff und Stick-
stoff in einer Mischkammer zusammengeführt. Sie bestand
aus einem beidseitig abgeschlossenen Rohr, an dessen einem
Ende die Gase getrennt tangential eingeführt wurden und
an dessen anderem Ende sie als Gemisch zusammen austraten.

Das Gemisch wurde nun von oben in den Thermostaten
eingeleitet und innen zu einer etwa 5 m langen in Abb. 3
mit e bezeichneten Kupferrohrschlange heruntergeführt, in
der das Gemisch auf die Temperatur des Thermostaten er-
wärmt wurde. Nach der Rohrschlange war zur Gemisch-
kontrolle eine Art Hitzdrahtanemometer angeordnet. Dieses
bestand aus einem Glasrohr, in dem ein Platindraht von
0,3 mm Stärke zwischen zwei nach außen gehenden Kon-
tanten gespannt war. Der Platindraht bildete einen Ast im
Stromkreis einer WHEATSTONEschen Brückenschaltung und
wurde durch eine Akkumulatorenbatterie von 6 V Betriebs-
spannung beheizt. Das Gerät arbeitete bei gleichbleibender
Temperatur wie ein Widerstandsthermometer und die je-
weilige Drahttemperatur wurde mittels eines schreibenden
Millivoltmeters über die ganze Versuchsdauer aufgeschrieben.
Wenn sich im Versuchsverlauf die Gemischzusammensetzung
nur wenig änderte, war dies durch den Ausschlag am Milli-
voltmeter feststellbar. Eine geringfügige Änderung der
Gemischzusammensetzung wird dadurch bedingt, daß von
einem der beiden Gase weniger durchströmt, d. h. daß die
Strömungsgeschwindigkeit um kleine Beträge abnimmt.
Dadurch erhöht sich die Temperatur des durch die Batterie
beheizten Drahtes und damit sein Widerstand. Da die Brück-
schaltung mit entsprechenden Widerständen abgeglichen
war, konnten sehr kleine Widerstandsänderungen des Platin-
drahtes auf dem schreibenden Millivoltmeter als relativ große
Ausschläge abgelesen werden.

c) *Thermostat und Temperaturregelung.* Der Thermostat
(Abb. 3) bestand aus Eisenblech mit einer 5 cm starken
Werksteinisolierung. Die Luft wurde durch einen am Boden
angebrachten Ventilator umgewälzt, der durch einen außer-
halb des Thermostaten stehenden Motor angetrieben wurde.
Heizkörper (d in Abb. 3) liegen hinter den Führungs-
schienen und sind gruppenweise schaltbar. Über dem Ventila-
tor innerhalb der Führungsbleche befand sich ein Kontakt-
thermometer, mit dessen Hilfe die Heizung gesteuert wurde.
Die Steuereinrichtung war folgende: Das erwähnte
Kontaktthermometer bestand aus einem 1,5 m langen Eisen-
rohr von 10 mm lichter Weite, das an einem Ende zugeschweißt
war. Das Rohr war zu einer Spirale gebogen und mit Queck-
silber gefüllt. In das offene Ende war mit einer Stopfbüchse
eine Glaskapillare von 0,5 mm innerem Durchmesser einge-
setzt. Der Kontaktstift, der aus Stahldraht von 0,1 mm
Durchmesser bestand, war in die mit Quecksilber gefüllte
Kapillare eingeführt und wurde durch einen kleinen Motor,
an dem ein Getriebe mit einem Exzenter vorgeschaltet war,
einmal in der sec auf und ab bewegt. Die Gesamtschaltung
ist aus Abb. 4 zu erkennen.

Die Temperatur im Thermostaten wurde an einem
Quecksilberthermometer mit einer Teilung in $1/20^\circ$ abgelesen.
Das Verhalten der Temperatur über den gesamten Versuchs-
verlauf wurde mit einem Widerstandsthermometer kon-
trolliert, das im Luftstrom oben im Thermostaten angebracht
war. Dieses befand sich in Brückenschaltung mit einem
schreibenden Millivoltmeter an dem $0,05^\circ\text{C}$ noch gut abzu-
lesen waren.

Um das Diffusionsrohr war ein Strahlungsschutz aus
poliertem Messingblech angebracht, um zu verhindern, daß
durch seitliche Strahlung von den Heizkörpern eine ungleich-
mäßige Temperaturverteilung im Diffusionsrohr eintrat.

Mit der erwähnten Steuereinrichtung ließ sich eine
unabhängige Temperaturregelung einstellen, d. h. im sta-
tionären Zustand war die zugeführte Wärmemenge gleich der
abgeführten.

Der Hub des Kontaktstiftes war so gewählt, daß bei
jeder Änderung des Beharrungszustandes der neue Zustand
schon aperiodisch einregulierte. Der hierfür günstigste Hub
des Kontaktstiftes war etwa 1,5 cm. Die Temperatur-
änderung, die über den gesamten Regelbereich durchlaufen
wurde, betrug $0,15^\circ\text{C}$. Nur etwa $1/3$ dieses Bereiches wird
im Ausgleich der Netzspannungsänderungen und von
Schwankungen der Umgebungstemperatur benötigt, so daß
die größte Temperaturschwankung im Thermostaten $0,03^\circ$

betragt. Eine durch diese Steuerung der im Thermostaten
umgewälzten Luft aufgezwungene Temperaturschwankung,
deren Größenordnung maximal $0,005^\circ\text{C}$ betrug, konnte des-
wegen als für den Diffusionsvorgang unwesentlich vernach-
lässigt werden.

2. Durchführung der Versuche.

Der Thermostat wurde zunächst auf die für den jeweiligen
Versuch festgelegte Temperatur aufgeheizt, der Beharrungs-
zustand abgewartet, und die erforderliche Gasmenge ein-
gestellt. Durch mehrmaliges Analysieren im „Orsat-Apparat“
wurde die Gaszusammensetzung kontrolliert. Sie konnte bis
auf eine Genauigkeit von etwa 0,1—0,2% festgestellt werden.

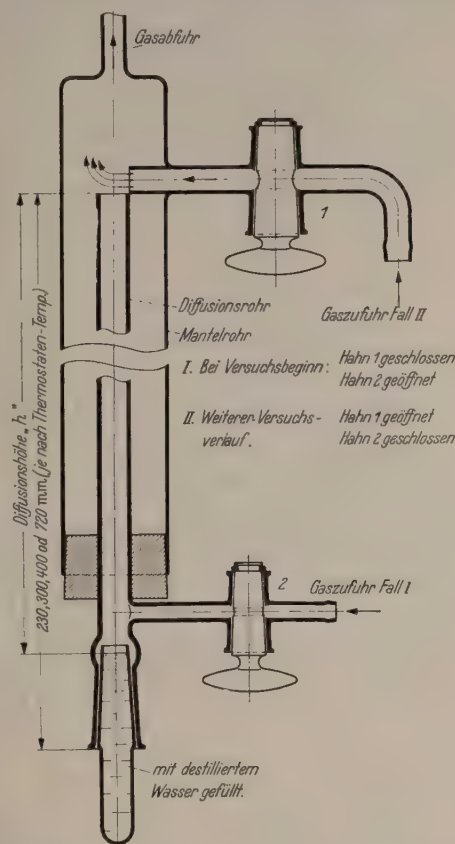


Abb. 2. Anordnung des Diffusionsrohres.

Inzwischen wurde das in den Schliff am Diffusionsrohr
einzusetzende Gefäß mit ausgekochtem, destilliertem Wasser
gefüllt und gewogen. Die Wägung selbst konnte auf 0,1 mg
genau ausgeführt werden. Bei Versuchsbeginn ist im Diffu-
sionsrohr noch kein stationärer Zustand vorhanden. Der
dadurch entstehende Fehler kann aber leicht abgeschätzt
werden. Die Zeit, die zum Aufheizen auf die Versuchstem-
peratur für das Wasser benötigt wurde, war durch ein
Thermoelement feststellbar. Ferner wurde noch eine kurze
Zeit benötigt, um die Hähne am Diffusions- und Mantelrohr
umzustellen. Während dieser Zeit wurde der Beharrungs-
zustand kurz gestört. Die Summe dieser Zeiten wird immer
gleich oder kleiner als 1% der Gesamtversuchsdauer sein.
Der Diffusionsvorgang ist aber während dieser Zeit schon
im Gange, so daß der entstehende Fehler immer kleiner als
1% sein wird.

Zu berücksichtigen war auch noch die Abhängigkeit der
Versuchsdauer von der Diffusionshöhe. Bei gleichbleibender
Diffusionshöhe wird die diffundierende Wassermenge bei
niederen Temperaturen so klein, daß eine exakte Wägung
nicht mehr möglich ist. Die angewandten Diffusionshöhen
stufen sich deshalb, von wenigen Ausnahmen abgesehen,
wie folgt ab:

über 85°C	$h = 680\text{ mm}$
über 50°C	$h = 360\text{ mm}$
über 25°C	$h = 260\text{ mm}$
0°C	$h = 205\text{ mm}$

Diese Abstufung konnte mit verschieden langen Röhren
vorgenommen werden.

Die Diffusionshöhe h wurde während des Versuches durch die Verdampfung des Wassers größer. Deshalb wurde sie zu Beginn und am Ende des Versuches gemessen. Das Mittel aus diesen beiden Werten wurde bei Berechnung der Diffusionszahl in Gl. (5) eingesetzt.

Bei einigen Versuchen wurde die Wassertemperatur an der Oberfläche gemessen, um eine eventuell auftretende Temperaturniedrigung festzustellen. Hierfür wurde ein Kupfer-Konstantan-Thermoelement in der gleichen Anordnung, wie sie SCHIRMER verwendet hat, in das Diffusionsrohr eingebracht. Als Meßinstrument wurde ein Spiegelgalvanometer verwendet. Die Meßgenauigkeit betrug $0,01^{\circ}\text{C}$. Die Temperaturniedrigung war sehr klein und hatte keinen Einfluß auf das Meßergebnis.

3. Versuche bei 0°C .

Für diese Versuche wurde die Apparatur nach Abb. 5 verwendet. Das Gasgemisch wurde auch hier durch eine Kupferrohrschlange geleitet, die sich in einem großen Behälter mit schmelzendem Eis befand, der nach außen stark isoliert war. Um an jeder Stelle des Behälters gleiche Temperatur zu erhalten, wurde das Wasser mit einer Zahnradpumpe umgewälzt. Innerhalb der Kupferrohrschlange war ein Rohr senkrecht aufgestellt, in welches das Diffusionsrohr der gleichen Anordnung, wie bei den Versuchen bei höherer Temperatur, eingehängt war. Die Temperatur im Inneren des Behälters wurde an verschiedenen Stellen mittels Thermoelementen gemessen. Sie blieb an jeder Stelle durch die Wasserumwälzung konstant. Der Absolutwert der Temperatur wurde an einem Quecksilberthermometer, das in einem Behälter neben dem Diffusionsrohr aufgehängt war, abgelesen. Die Versuche bei 0°C wurden auch mit Diffusionsrohren kleineren Durchmessers ausgeführt. Durch Verkleinerung der Oberfläche sollte eine Verkürzung der Versuchsdauer erreicht werden. Diese Rohre erwiesen sich jedoch als ungeeignet, und es wurden wieder solche von 100 mm^2 Querschnitt, wie bei den anderen Versuchen, verwendet.

4. Auswertung der Versuche.

Aus den Versuchswerten wurden die Diffusionszahlen nach Gl. (5) errechnet und graphisch aufgetragen (Abb. 6). Als Ordinate wurde die Diffusionszahl,

in Abständen von 10 zu 10° ermittelt und daraus ein weiteres Diagramm gezeichnet, in dem als Abszisse die Gemischzusammensetzung und als Parameter die

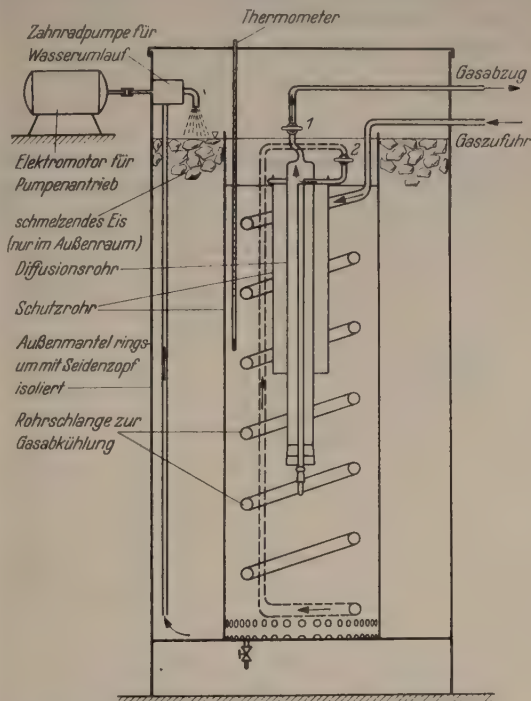


Abb. 5. Schematische Darstellung der Apparatur für Versuche bei 0°C .

Temperatur eingesetzt sind (Abb. 7). Auch hieraus lassen sich die Diffusionszahlen im Bereich von 0 – 95° ablesen. Diese Darstellung hat den Vorteil der größeren Übersichtlichkeit. Zur genauen Ermittlung einer

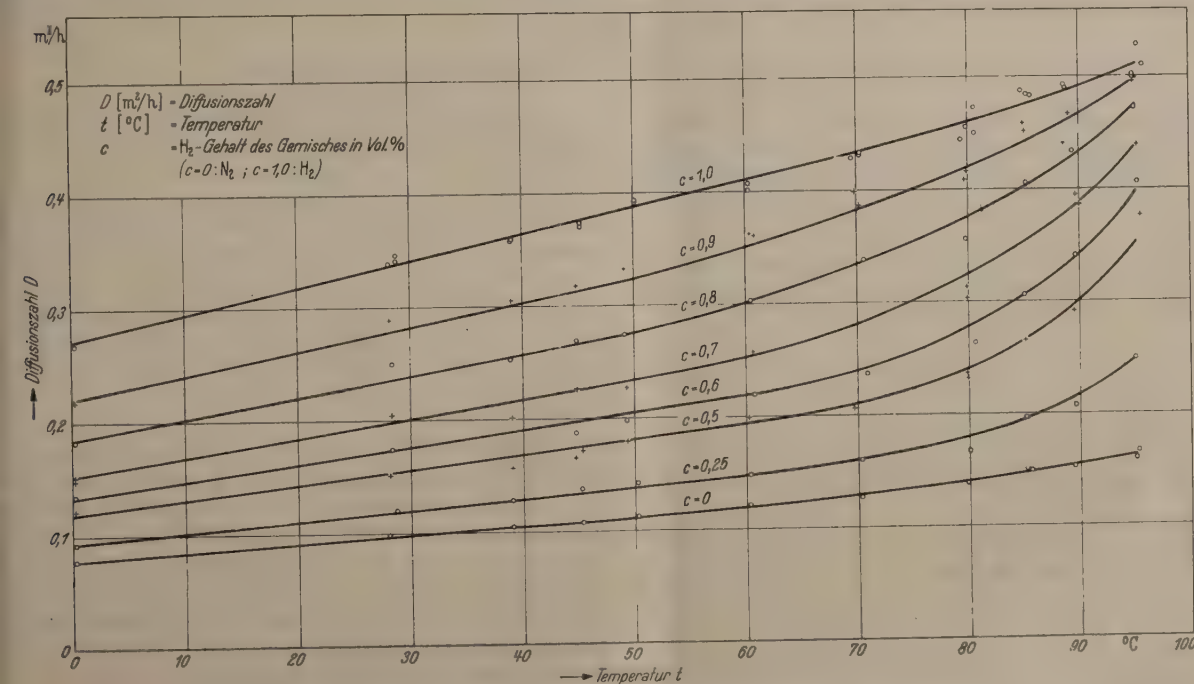


Abb. 6. Diffusionszahlen D als Kurven konstanter Konzentration abhängig von der Temperatur t .

als Abszisse die Temperatur und als Parameter die Gemischzusammensetzung eingesetzt. Aus den durch die Versuchspunkte gezogenen Kurven wurden dann die Diffusionszahlen, bezogen auf die Temperatur

bestimmten Diffusionszahl ist es jedoch zweckmäßig, Abb. 6 und 7 zusammen zu verwenden. Die Diffusionsrichtung verlief bei allen Versuchen von unten nach oben.

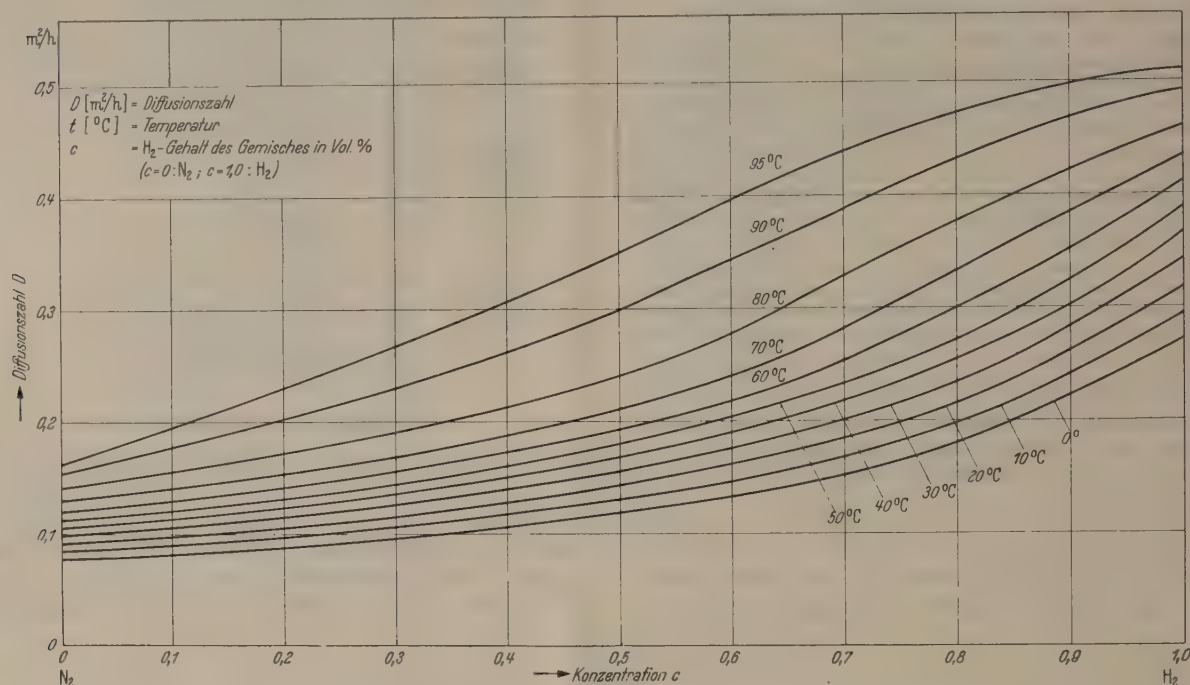
III. Versuchsergebnisse.

1. Ermittlung einer Gleichung für D .

SCHIRMER hat auf Grund seiner Diffusionsversuche für Wasserdampf-Luft in Anlehnung an Versuche anderer Forscher die Gleichung

$$D = \frac{0,083}{p_0} \cdot \left(\frac{T}{273} \right)^{1,81} \quad (6)$$

aufgestellt. Nach dem Gesamtverlauf der für Wasserstoff, Stickstoff und deren Gemische festgelegten Kurven kann über den Temperaturbereich von 0–95° keine derartige Gleichung angeschrieben werden.

Abb. 7. Diffusionszahlen D als Kurven konstanter Temperatur abhängig von der Konzentration c .

Es kann nur für einen begrenzten Temperaturbereich und zwar von 0–50° C eine Gleichung aufgestellt werden, die den aus den Versuchspunkten sich ergebenden Kurven genügt. Dies sei im folgenden erörtert.

Die Kurven haben von ihrem Ausgangspunkt bei 0° C bis zur Temperatur von etwa 50° C einen linearen Verlauf, dem die Gleichung entspricht

$$D = \frac{A(T - T_0) + D_0}{p_0} \quad (7)$$

In dieser Gleichung bedeuten:

- D (m²/h) die zu errechnende Diffusionszahl;
 D_0 (m²/h) die Diffusionszahl bei 0° C (273° K), die aus Abb. 7 zu entnehmen ist;
 T (°K) die Temperatur der zu errechnenden Diffusionszahl;
 T_0 (°K) 0° C bzw. 273° K;
 A ein Koeffizient, der von der Konzentration abhängig ist;
 p_0 Gesamtdruck in at abs.

Der Koeffizient A läßt sich mit folgendem Ansatz wiedergeben

$$A = A_0 + A_1 c + A_2 c^2. \quad (8)$$

Für A wurde aus den durch die Versuche ermittelten Werten eine Kurve in Abb. 8 abhängig von der Konzentration c entwickelt. Diese wurde durch graphische Interpolation so korrigiert, daß ein einer

quadratischen Gleichung entsprechender Kurvenzug entstand. Der Wert $A = A_0$ bei der Konzentration $c = 0$, d. h. für reinen Stickstoff, ergibt sich aus der Diffusionskurve für Stickstoff zu $0,700 \cdot 10^{-3}$. Für A_1 und A_2 lassen sich aus der korrigierten Kurve in Abb. 8 die Zahlenwerte $A_1 = 0,61 \cdot 10^{-3}$ und $A_2 = 1,02 \cdot 10^{-3}$ ermitteln und es ergibt sich als zahlenmäßige Lösung für Gl. (8)

$$A = (0,700 + 0,61 c + 1,02 c^2) \cdot 10^{-3}. \quad (9)$$

Durch Einsetzen der Konzentration c (z. B. $c = 0$ reiner Stickstoff, $c = 0,5:50\% \text{ N}_2 + 50\% \text{ H}_2$, $c = 1,0$ reiner Wasserstoff) läßt sich der Wert für A errechnen.

In Tabelle 1 sind für einige ausgezeichnete Werte von c die zugeordneten Werte für A angegeben.

Tabelle 1.

c	Gew.-% H ₂	$A \cdot 10^{-3}$	c	Gew.-% H ₂	$A \cdot 10^{-3}$
0,0	0	0,700	0,6	60	1,433
0,1	10	0,771	0,7	70	1,627
0,2	20	0,863	0,8	80	1,841
0,3	30	0,975	0,9	90	2,075
0,4	40	1,107	1,0	100	2,330
0,5	50	1,260			

Für das Gebiet zwischen etwa 50 und 95° C konnte eine einfache analytische Lösung, die für sämtliche Konzentrationen brauchbar wäre, nicht gefunden werden. Es müssen für den praktischen Gebrauch die Werte in diesem Temperaturgebiet aus den Abb. 6 und 7 entnommen werden. Daß der Druck im Nenner der Formel für D auftritt, steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der kinetischen Gastheorie. Die komplizierte T - und c -Abhängigkeit entzieht sich vorerst noch der theoretischen Deutung.

Je näher die Temperaturen dem Siedepunkt des Wassers kommen, um so steiler wird der Verlauf der Kurven. Daraus kann man folgern, daß das Endergebnis sich immer mehr durch das stärker werdende Auftreten von Konvektion verfälscht. E

kann hier also anscheinend nicht mehr von einem reinen Diffusionsvorgang gesprochen werden. Ferner muß angenommen werden, daß bei größerer Zuzemischung von Wasserstoff zum Stickstoff die Konvektionsstörungen sich stärker bemerkbar machen, da weder bei den vorliegenden Versuchen mit Stickstoff noch bei den Versuchen von SCHIRMER mit Luft die entsprechenden Kurven ansteigen.

2. Zur Frage der Dampfdrucksenkung.

Nach früheren Arbeiten ist die Dampfdrucksenkung von der Belastung der Wasseroberfläche abhängig. Nach MACHE [7] tritt sie erst auf, wenn diese um mehrere Zehnerpotenzen höher ist als bei den vorliegenden Versuchen.

ACKERMANN [8] hat sie bei der Diffusion von Wasserdampf in reinem Wasserstoff nicht beobachtet. SCHIRMER hat für die Diffusion von Wasserdampf in Luft ebenfalls keine Dampfdrucksenkung nachweisen können. Wenn man in erster Annäherung Stickstoff gleich Luft setzt, was, wenn man die Diffusionskurven für diese beiden Gase vergleicht, durchaus möglich ist, so berechtigt dies zu der Annahme, daß keine Dampfdrucksenkung auftritt. Da ferner bei den Versuchen mit den Gemischen der Wasserstoff selbst bei geringen Beimischungen großen Einfluß hat, kann eine Dampfdrucksenkung nicht existieren, da sie nachgewiesenermaßen für Wasserstoff nicht vorhanden ist.

Auch der Einfluß der Temperatursenkung an der Wasseroberfläche dürfte von untergeordneter Bedeutung sein, was bereits von SCHIRMER ausführlich nachgewiesen wurde. Auch diese wäre von der Belastung abhängig, die aber, wie schon erwähnt, bei den vorliegenden Versuchen stets kleiner als 1 kg/m² h gewesen ist.

IV. Frühere Versuche und deren Vergleich mit vorstehenden Ergebnissen.

Als erster hat STEFAN [9] die Verdunstung als ein Problem der Diffusion erkannt. Er hat schon die Gl. (3) bis (5) aufgestellt und diese durch eine Reihe von Versuchen bestätigt. Seine Versuche führten zu der Erkenntnis, daß für Wasser ein bestimmbarer endlicher Diffusionskoeffizient existiert, der bei gleicher Temperatur von der Gasart abhängt, in welche die Verdampfung erfolgt. Ferner wurde festgestellt, daß der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Gasen bzw. Gasgemischen vom Molekulargewicht des Diffusionsmediums abhängig und um so größer ist, je kleiner das Molekulargewicht ist. Dies ist mit zwei verschiedenen Verfahren gefunden worden, ebenso die Tatsache, daß der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Gasen eine Funktion der Temperatur und des Gasdruckes ist.

WINKELMANN [10] und VON OBERMAYER haben Versuche mit verschiedenen Gaspaaren durchgeführt und aus diesen die klassische Formel für die Diffusionszahl

$$D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \frac{760}{p} \tag{10}$$

entwickelt. Hierin ist D_0 die Diffusionszahl bei $T_0 = 273^\circ \text{ K}$, n ein von der Art des Gases abhängiger Exponent, T die Versuchstemperatur in $^\circ \text{ K}$ und p der Gesamtdruck in mm Hg-Säule. WINKELMANN gibt

für Wasserdampf in reinen Wasserstoff die Werte $D_0 = 0,7516 \text{ (cm}^2/\text{sec)}$ und $n = 1,712$ an. MACHE [7] hat die WINKELMANNschen Versuche später wiederholt und dessen Ergebnisse bestätigt. Die in Tabelle 2

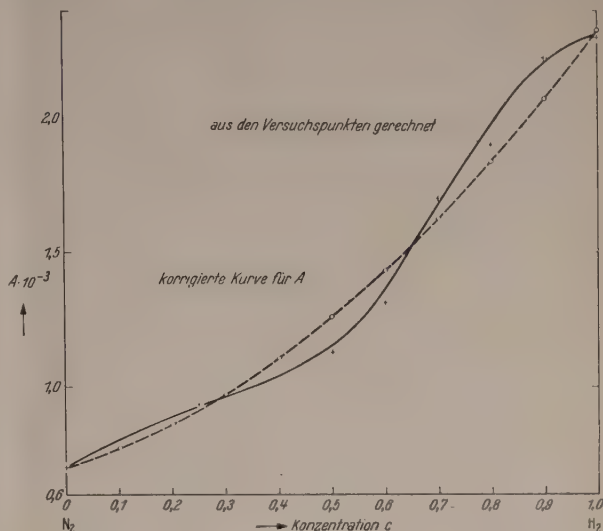


Abb. 8. Korrekturkurve für den Faktor A der Gleichung $D = \frac{A(T - T_0) + D_0}{p_0}$.

zusammengestellten Werte des Diffusionskoeffizienten D sind Tabellenwerken [11] entnommen und stammen meist von WINKELMANN.

In Abb. 9 sind zwischen 0 und 95° C die Diffusionszahlen, die sich aus Gl. (10) für $D_0 = 0,7516 \text{ (cm}^2/\text{sec)}$ und $n = 1,712$ errechnen, aufgetragen. Mit

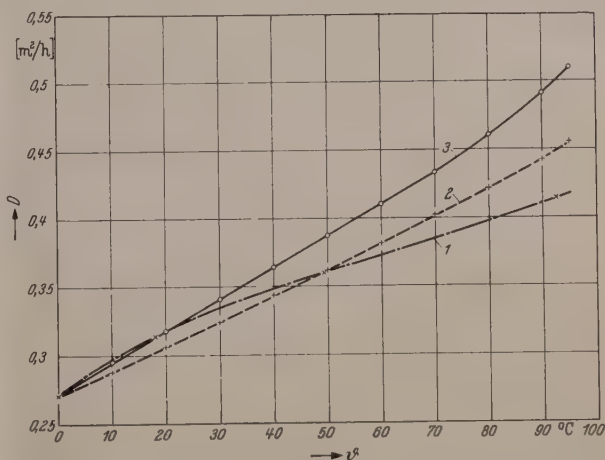


Abb. 9. Diffusionszahl D für Wasserdampf in Wasserstoff. Vergleich der Werte verschiedener Autoren. 1 Versuchswerte von WINKELMANN und GUGLIELMO; 2 Werte gerechnet nach Gleichung $D = 0,271 \cdot (T/273)^{1,712}$ (WINKELMANN); 3 Versuchswerte des Verfassers.

steigender Temperatur wird der Unterschied zwischen den einerseits durch Versuch, andererseits durch Rechnung ermittelten Werten größer. Als weitere

Tabelle 2.

$^\circ \text{ C}$	$D \text{ cm}^2/\text{sec}$	$D \text{ m}^2/\text{h}$ (umgerechnet)	Beobachter
0	0,7516	0,271	WINKELMANN
18,0	0,871	0,314	GUGLIELMO
49,5	1,000	0,360	WINKELMANN
92,5	1,1794	0,4245	WINKELMANN

36 c

Kurve sind die neuen Werte für reinen Wasserstoff eingetragen. Im Gebiet der niederen Temperaturen zeigt sich eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung mit den WINKELMANNschen Zahlen, jedoch ergibt sich bei höherer Temperatur eine immer größer werdende Abweichung. WINKELMANNs Versuchs- und Rechnungswerte liegen durchweg niedriger. Er hat seine Gleichung als Ergebnis weniger Versuche aufgestellt und außerdem kleine Diffusionshöhen verwendet, die erfahrungsgemäß zu Randstörungen führen können. Die neuen Versuche sind systematisch unter genau gleichen Bedingungen durchgeführt und zeigen unter sich in ihren Ergebnissen nur geringfügige Abweichungen. WINKELMANN und auch MACHE stellten bei den von ihnen verwendeten kleinen Diffusionshöhen fest (WINKELMANN: kleinste Höhe $h = 30$ mm bei einem Rohrdurchmesser $d = 2,67$ mm),

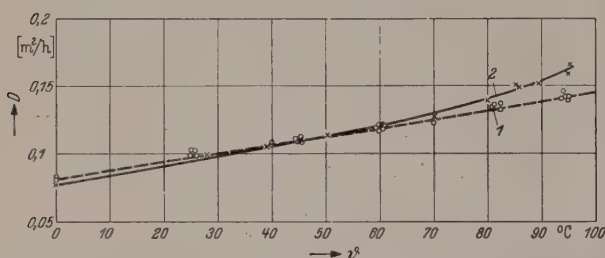


Abb. 10. Diffusionszahl D für Wasserdampf in Stickstoff. Vergleich der Werte SCHIRMERS und des Verfassers. 1 Werte für Luft (SCHIRMER); 2 neue Werte für Stickstoff.

daß die Diffusionszahl mit abnehmender Höhe h , also mit steigender Belastung, kleiner wird. Für die neuen Versuche wurden von vorneherein größere Diffusionshöhen, d. h. kleine Belastungen gewählt, wodurch die höher liegenden Diffusionswerte erklärt werden können. Durch diese Maßnahme wurden störende Einflüsse weitgehend ausgeschaltet. WINKELMANN und MACHE führen die kleineren Diffusionswerte auf eine Dampfdrucksenkung an der Wasseroberfläche zurück. Eine solche wurde hier nicht beobachtet.

Über die Diffusion von Wasserdampf in reinen Stickstoff konnte in der zur Verfügung stehenden Literatur nichts gefunden werden. Nachdem, wie eingangs erwähnt, die Diffusionszahlen auch vom Molekulargewicht abhängen, können mit genügender Genauigkeit die Werte für Luft mit denen für reinen Stickstoff verglichen werden. WINKELMANN hat für Luft zu seiner Gl. (10) $n = 1,774$ und $D_0 = 0,0805$ (m^2/h) angegeben. MACHE hat dies mit nur geringen Abweichungen bestätigt, was schon von SCHIRMER [2] genauer beschrieben wurde. In Abb. 10 sind die SCHIRMERSchen Versuchswerte für Luft und die des Verfassers für Stickstoff einander gegenübergestellt. Die Zahlen für Luft unterscheiden sich nur geringfügig von denen für Stickstoff; erstere liegen lediglich im Temperaturbereich von 75–95° C etwas niedriger.

Die von SCHIRMER aufgestellte Gleichung

$$D = \frac{0,083}{p_0} \left(\frac{T}{273} \right)^{1,81}$$

kann durch Ersetzen des Wertes von $D_0 = 0,083$ durch den vom Verfasser für Stickstoff ermittelten Wert $D_0 = 0,077$ auch für dieses Gas mit ausreichender Genauigkeit in der Praxis angewendet werden.

Ebensowenig wie für Stickstoff können für Wasserstoff-Stickstoff-Gemische aus der einschlägigen Literatur Werte entnommen werden. Mit Gemischen dieser beiden Gase sind allem Anschein nach noch keine Versuche angestellt worden.

Das Ergebnis der bisherigen Versuche ist folgendes: Durch die Versuche von WINKELMANN ist erwiesen, daß die Diffusionszahl abhängig von der Temperatur T und dem Druck P ist. Die von WINKELMANN und MACHE ermittelten Werte für Wasserstoff liegen durchweg zu niedrig, was auf die Anordnung und Durchführung der Versuche zurückzuführen ist. Die von den beiden Forschern für Wasserstoff gefundene Gleichung konnte vom Verfasser nicht bestätigt werden. Für Stickstoff gibt es in der Literatur keine Werte, jedoch ist die Gleichung für Luft von SCHIRMER auch für dieses Gas mit genügender Genauigkeit zu verwenden.

Zusammenfassung.

Die Diffusionszahlen von Wasserdampf in Wasserstoff, Stickstoff und deren Gemischen verschiedener Konzentration wurden im Temperaturbereich von 0–95° C gemessen. Zur Messung diente ein senkrechtes Diffusionsrohr, an dessen unterem Ende sich ein Gefäß mit dem verdunstenden Wasser befand und an dessen oberem Ende die Versuchsgase langsam vorbeiströmten. Die für Diffusionsversuche erforderliche Temperaturgleichheit wurde bei 0° C mit Hilfe eines Behälters mit schmelzendem Eis, bei den höheren Temperaturen mit einem Thermostaten erreicht. Das jeweilige Mischungsverhältnis Wasserstoff-Stickstoff konnte mit einer Genauigkeit von 0,1–0,2% eingestellt und während der gesamten Versuchsdauer konstant gehalten werden. Im Bereich von 0–50° C können die Diffusionszahlen durch die empirische Formel

$$D = \frac{A(T - 273) + D_0}{p_0}$$

wiedergegeben werden, wobei T die absolute Temperatur, p_0 den Gesamtdruck in kg/cm^2 und D_0 die als bekannt vorausgesetzte Diffusionszahl bei 0° C bezeichnet. Der Faktor A ist graphisch dargestellt (Abb. 8).

Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Forscher über die Wasserdampfdiffusion in Luft und in reinen Gasen ergab gute Übereinstimmung vor allem mit den Messungen von SCHIRMER in Luft und ACKERMANN in reinem Wasserstoff.

Durch einige Versuche, bei denen die Wassertemperatur an der Wasseroberfläche gemessen wurde, konnte festgestellt werden, daß die Temperaturerniedrigung die Versuchsergebnisse nicht beeinflusst, was ebenfalls mit den Beobachtungen von SCHIRMER und ACKERMANN übereinstimmt.

Da die in dieser Arbeit ermittelten Diffusionszahlen aus Reihenversuchen unter genau gleichen Bedingungen errechnet wurden, können sie mit ausreichender Genauigkeit in der Praxis Verwendung finden.

Es ist dem Verfasser eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle Herrn Prof. NUSSELT und Herrn Prof. HAUSEN für ihre rege Anteilnahme und wertvollen Ratschläge den verbindlichsten Dank auszusprechen.

Literatur. [1] Ausführliche Darstellung der Diffusion in A. AUERBACH u. W. HORT: Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik, Bd. 7, S. 635ff. Leipzig 1931. — [2] SCHIRMER, R.: Z. VDI (Beih. Verfahrenstechn.) 1938, Nr 6, 70. — [3] NUSSELT, W.: Z. angew. Math. Mech. 10, 105 (1930). — [4] KOCH, W.: VDI-Wasserdampf Tafeln. VDI-Verlag Berlin 1941. — [5] MEIXNER, J.: Z. phys. Chem. Abt. B 8, 235 (1943). — [6] NASHAN, P.: Chem. Fabrik 13, 471

(1940). — [7] MACHE, H.: Wien. Ber. Abt. IIa 119, 1405 (1910). — [8] ACKERMANN, G.: Ing.-Arch. 5, 124 (1934). — [9] STEFAN, I.: Wien. Ber. Abt. IIa 63, 63 (1871); 65, 323 (1872); 98, 1418 (1889). — [10] WINKELMANN, A.: Handbuch der Physik, Bd. I, Teil 2, S. 415ff. — [11] LANDOLT-BÖRNSTEIN: Hauptwerk I, Tafel 71.

Dr. Ing. BRUNO HIPPENMEYER,
(13b) Pullach bei München, Wolfratshauser Straße 55.

Ein Hallraumverfahren zur Messung von Empfindlichkeit und Dämpfungsdekrement von Wasserschallempfängern*.

Von RICHARD BIERL, Trossingen.

Mit 10 Textabbildungen.

(Eingegangen am 1. August 1948.)

I. Wasserschallempfänger und Meßverfahren für Wasserschallempfänger.

a) Elektroakustische Wandler für Wasserschall [1].

Bei Schallübertragung, Schallsendung und Schallempfang in Flüssigkeiten insbesondere Wasser treten um Teil gänzlich andere Probleme auf als in Luft; die Ursache hierfür liegt in der größeren Schallgeschwindigkeit c (größere Wellenlängen) und vor allem im größenordnungsmäßig höheren Schallwellenwiderstand ρc (ρ = Dichte) ($1,5 \cdot 10^5$ gegenüber 41 bei Luft). Diese Umstände führen zu Konstruktionen von elektroakustischen Wandlern, die eine große Rückstellkraft besitzen und mit kleinen geometrischen Auslenkungen arbeiten. Wie alle anderen elektroakustischen, sind auch die bei Wasserschall häufig verwendeten piezoelektrischen und magnetostriktiven Wandler Schwingungssysteme mit bestimmter Elastizität, Masse und Dämpfung (durch innere Verluste und durch Schallabstrahlung). Entsprechend den hierfür gültigen elektrischen und mechanischen Differentialgleichungen treten unter äußerem Druck geometrische Auslenkungen des Systems (Empfänger) bzw. bei elektrischer Erregung Kräfte (Sender) auf. Die geometrischen Auslenkungen erzeugen durch eine Änderung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes eine elektromotorische Kraft; die Kräfte verursachen Volumenänderungen des Systems, wobei die Geschwindigkeitsamplituden der Oberfläche die Schallabstrahlung bestimmen. Die Systeme können dabei wie sonst unter-, oberhalb oder in ihrer Eigenfrequenz elektrisch erregt und entsprechend können von der EMK des Empfängers die Teile des Spektrums unter-, oberhalb oder in der mechanischen Eigenfrequenz ausgenützt werden; die vorzugsweise in der vorliegenden Arbeit untersuchten Magnetostriktionsempfänger waren für Betrieb als Resonanzempfänger bzw. -sender bestimmt. Der Betrieb in der Umgebung der mechanischen Eigenfrequenz hat zur Folge, daß die vor allem durch den Strahlungswiderstand bestimmte Geschwindigkeitsamplitude auch durch unkontrollierbare Effekte wie Benetzung usw. beeinflusst wird.

b) Naheliegende Meßverfahren.

Bei der Suche nach einem geeigneten Meßverfahren für Wasserschallempfänger wird man versuchen, bewährte Luftschallverfahren auf Wasserschall zu übertragen.

1. Das freie Schallfeld — optimaler Fall in Luft: Strahlung vom Boden nach oben und Lage der Empfänger oberhalb des Lautsprechers etwa auf seiner Symmetrieachse — kann im Fall Wasser aus geometrischen (Wassertiefe) und mechanischen Gründen in analoger Weise (Messung nach unten; Sender nahe der Oberfläche und Empfänger unterhalb Sender) schwer realisiert werden¹.

2. Der Bau eines schallgedämpften Raumes für Wasserschall [2] ähnlich den Watteräumen für Luftschall war zur Zeit des Entstehens der Arbeit noch nicht möglich.

3. Die von SPANDÖCK für Luft angegebene Kurztonmethode [3] scheint zunächst für Wasserschall auch mit wenig oder gar nicht schallgedämpften Räumen die gesuchte Lösung zu bringen. Bei genauere Prüfung zeigt sich:

Die Impulsdauer τ darf höchstens gleich dem zeitlichen Abstand von erstem Echo und Nutzimpuls sein; bei einem kleinsten Abstand 2,50 m der Sender/Empfänger-Kombination von drei (fünf) Wänden ergibt sich als Impulsdauer

$$\tau \leq \frac{2 \cdot 2,50}{1500} = 1/300 \text{ sec.}$$

Das ist aber gleichbedeutend mit einem Auflösungsvermögen bei der Frequenzkurvenmessung von ≥ 300 Hz [4]. Diese Grenze ist durch die Raumgröße gegeben und kann nicht durch Änderung der apparativen Meßbindungen verbessert werden.

II. Ein neues Meßverfahren: Das Hallraumverfahren.

Da die luftschallverwandten Verfahren umständlich und zum Teil nur mit großem Aufwand durchführbar erschienen, lag es nahe, einen kleinen Tontrog ($1,0 \times 0,5 \times 0,5 \text{ m}^3$) als Hallraum mit kleiner Absorption zu verwenden. Das Hallraumverfahren sichert den Vorteil einer weitgehend lagen- und richtungsunabhängigen Messung; Voraussetzung dabei ist, daß an Stelle von Dauer- oder Kurztönen (periodischen Impulsen) mit statistischem Geräusch, d. h. kontinuierlichem Spektrum, gearbeitet wird. Die

¹ Längere Zeit nach Abschluß des experimentellen Teils der vorliegenden Arbeit wurde vom Verfasser im 30 m tiefen Tollensesee bei Neubrandenburg die Messung im freien Schallfeld in abgeänderter Art mit relativ gutem Erfolg angewandt; Sender und Empfänger waren in gegenseitiger Entfernung von 5 bzw. 10 m in 10 m Tiefe an drehbaren Stangen befestigt. Die Schwierigkeiten (selbst bei diesem kleinen See seltene Ruhe der Wasseroberfläche, große geometrische und Gewichtsdimensionen der Apparate usw.) waren beträchtlich.

Geräuschmessung kann realisiert werden, indem der Empfänger entweder mit Geräusch-Schmalbändern beschallt wird, deren Frequenzmittelwerte in gleichmäßig aufgeteilten Stufen gewählt werden können oder mit kontinuierlichem Geräuschbreitband beschallt wird, dessen Spektrum zumindest in dem in Frage kommenden Frequenzbereich mit der Frequenz nur wenig ansteigt oder abfällt und auch keine Löcher oder Spitzen hat. In letzterem Falle gibt der Empfänger eine Geräuschspannung ab, deren Spektrum durch seine Frequenzkurve bestimmt wird, so daß die Frequenzkurve mit Eigenfrequenz, Dämpfungsdekrement und Empfindlichkeit durch Analyse des Geräuschspannungsspektrums gewonnen werden kann.

Bandbreite und die Störanfälligkeit der Siebe erforderten besondere Vorsichtsmaßnahmen bezüglich des Aussteuerungsbereichs der verschiedenen Verstärkerstufen.

b) Der Geräuschgenerator.

Eine wesentliche Voraussetzung der Hallraumfrequenzkurvenmessung ist das Vorhandensein einer Schallquelle, die ein ausreichend kontinuierliches Geräuschspektrum liefert. Im ersten Stadium diente als solche ein in der PTR von KÖSTERS und THIENHAUS entwickelter, rotationssymmetrischer Kugelfallgeräuschgenerator, der ähnlich den Sanduhren für die



Abb. 1. Arbeitsweise und prinzipielles Schaltbild der Meßanordnung. Oben: Spektrum nach (links) und vor (rechts) der Frequenztransformation des Suchtonverfahrens. Unten: HP Hochpaß ($f_0 = 15$ kHz); TP Tiefpaß ($f_0 = 60$ kHz); TP₁ Tiefpaß ($f_0 = 6$ kHz); TP₂ Tiefpaß ($f_0 = 200$ Hz) = TP₃; M Modulator.

Im Anschluß an den Aufbau und die Erprobung der Meßapparatur war es auch Aufgabe der vorliegenden Arbeit, die Grenzen des Hallraumverfahrens bezüglich Auflösungsvermögen bei gegebener Raumgröße und Reproduzierbarkeit bzw. Lagen- und Winkellagenabhängigkeit zu bestimmen, d. h. zu prüfen, wie weit die Voraussetzungen der Hallraumfrequenzkurvenmessung erfüllt sind.

a) Die Apparatur.

Als Analysierapparat wurde nach Vorversuchen mit einem entdämpften Sieb ein Suchtonanalysator nach dem von GRÜTZMACHER [5] angegebenen (Tiefton-)Verfahren verwendet. Wegen des relativ kleinen Frequenzbereichs (etwa 15–35 kHz) konnte unter Verzicht auf die Gegentaktstufe mit einer Mischhexode als Modulator gearbeitet werden. In der endgültigen Form (Abb. 1) arbeitete das Gerät mit automatischem Frequenzvorschub, Aufzeichnung mit dem NEUMANN-Dämpfungsschnellschreiber und jederzeitiger Frequenzzeichmöglichkeit mittels periodischer (1000 Hz Normalfrequenz der PTR) Kurzzeitimpulse (Impulsdauer etwa 2% der Periodendauer). Das große Verhältnis Spitzen/Effektivwert, der Spannungsbedarf des NEUMANN-Schreibers bei etwa 1:100 verkleinerter

Zeitmessung beim Kochen von Eiern aufgebaut ist diesem Vorbild hat sie auch ihren Kurznamen „Eieruhr“ zu verdanken.

Ein rotationssymmetrisches Gehäuse wird durch einen Rotationskegel von 45° Öffnungswinkel in eine obere und eine untere Hälfte getrennt (Abb. 2a), von denen jede durch je ein Drehteil mit einer beiderseits konisch erweiterten Bohrung in einen außen liegenden Kugelvorratsraum und einen Kugelfallraum geteilt wird. Die in dem oberen Vorratsraum befindlichen Stahlkugeln von 3 mm Durchmesser fallen durch die Bohrung auf den Kegel, von dort zur Wand und von da durch die untere Bohrung in den unteren Sammelraum. Bei jedem Kugelabprall von der Wand wird ein einmaliger Schallimpuls abgestrahlt. Dieser Einzelimpuls besitzt ein kontinuierliches Geräuschspektrum bis zu einer oberen Grenzfrequenz (Abb. 2b), die durch die Steilheit von Druckanstieg und -abfall und die Dauer des Vorgangs (Einfluß der Wandstärke!) gegeben ist; außerdem ist die Aufeinanderfolge der Impulse einigermaßen statistisch (für eine rein statistische Folge von Impulsen genügt die Zahl der etwa 5000 Kugeln in 7 sec allerdings nicht).

Aus dem Vergleich der elektrisch gemessenen Frequenzkurve eines Resonanzverstärkers und derjenigen, die durch Analyse der von einem Schwingen bei Beschallung mit der Eieruhr abgegebenen und über denselben Resonanzverstärker geschalteten EMK gewonnen wurde, ergab sich, daß der Einfluß der endlichen Bandbreite auf das Dämpfungsdekrement

vernachlässigt werden kann. Die Meßunsicherheit, die auch bei rein statistischem Geräusch eine Funktion der Beobachtungszeit ist, einschließlich Ablesefehler am NEUMANN-Schreiber wurde dadurch bestimmt, daß die Resonanzkurve eines Schwingers zehnmal aufgenommen und mit der Methode der kleinsten Quadrate der mittlere Fehler berechnet wurde. Die mittlere Streuung war 10% ohne und 6% mit einer Kippvorrichtung, die sich bei späteren Messungen im Sinne einer gleichmäßigeren Bedienung der Eieruhr als zweckmäßig erwiesen hatte.

Nach weniger befriedigenden Versuchen mit einer rotierenden Kreisgruppe aus verschiedenen (21,3, 23,5, 25,4, 27,5 und 31,2 kHz) abgestimmten Magnetostruktionschwingern wurde in der endgültigen Form als Sender ein abermals rotierender, aber diesmal nochabgestimmter (80 kHz) magnetostruktiver Sender verwendet, der über einen großen OHMSchen Widerstand — mit Widerstandsrauschen [6] — aus Stabilitätsgründen ohne Vormagnetisierung — betrieben wird.

Für frequenzunabhängige abgestrahlte Schalleistung

$$N_{ak} = |R_s| \cdot v^2$$

muß die Schnelle v bei Betrieb in einem Frequenzgebiet, wo die Wellenlänge größer als die geometrische Ausdehnung der Senderstrahlfläche ist, proportional der Frequenz abnehmen, da der Strahlungswiderstand R_s proportional dem Quadrat der Frequenz ansteigt. Das heißt, daß die geometrische Amplitude mit dem Quadrat der Frequenz f^2 abfallen muß. Da diese unterhalb der Eigenfrequenz des Senders proportional dem Strom ist, muß also $I \cdot f^2$ bzw. $E \cdot f$, das Produkt aus Spannung und Frequenz frequenzunabhängig sein [7]. Der geforderte Rauschspannungsfrequenzgang wird bei Erregung mit Stromkonstanz erreicht durch einen Tiefpaß aus Induktivität und Kapazität, dessen Eigenfrequenz unterhalb des gewünschten Spektrums liegt.

nachgeregelter Frequenz — durch Messung und Haltung der Differenzfrequenz bei 150 Hz — der Schalldruck aufgezeichnet wurde. Wie Abb. 4 zeigt, läßt sich die Messung — übrigens noch nach Stunden — in Einzelheiten genügend genau reproduzieren. Die schnellen Schwankungen rühren von der verhältnismäßig tiefen (1,3 Hz) Modulationsfrequenz infolge der Rotation des Senders her.

Weiter wurden in verschiedenen Winkellagen bei senkrecht

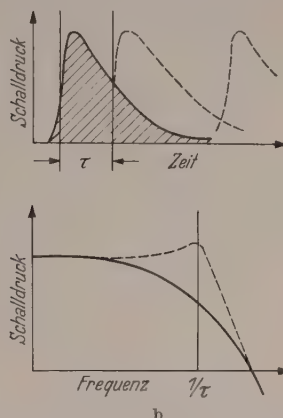
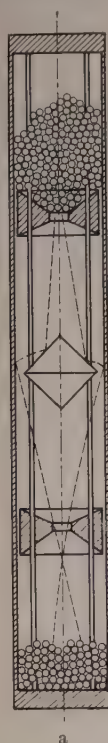


Abb. 2a u. b. Mechanische Schallquelle: Kugelfallgeräuschquelle („Eieruhr“). a Mechanischer Aufbau; b zeitlicher Verlauf (oben) und Spektrum (unten) eines Einzelimpuls.

hängendem und bei waagerecht hängendem Empfänger Resonanzkurven eines „neuen“ bakelisierten

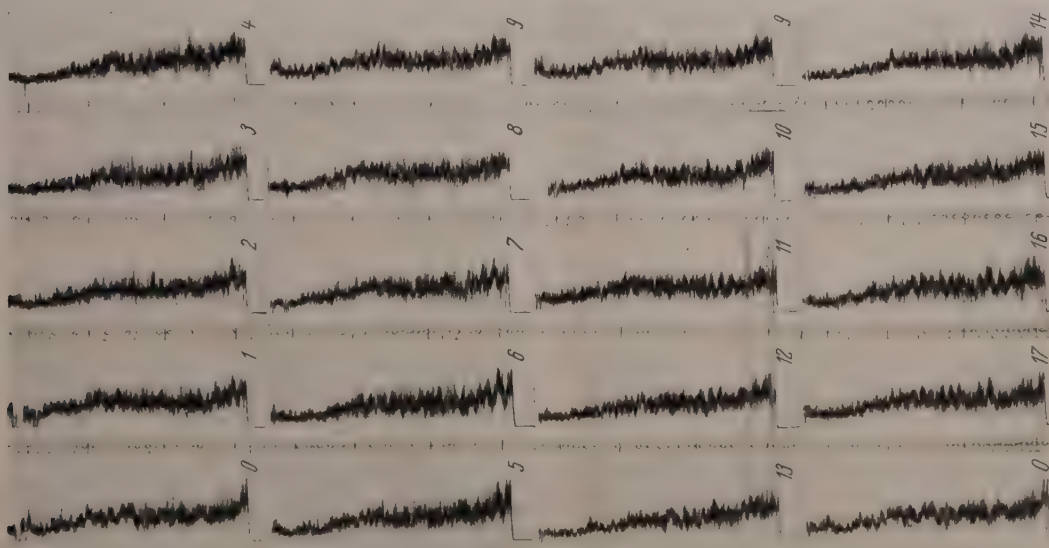


Abb. 3. Frequenzkurven des Systems: Sender-Trog-Empfänger, Winkellage um je 20° fortschreitend, 0° und 180° doppelt.

Mit diesem hochabgestimmten Sender und einem gleichartigen (80 kHz) Empfänger wurde die Frequenzkurve des Übertragungssystems Sender-Trog-Empfänger bei 18 verschiedenen Winkellagen des Empfängers (Abb. 3) und bei einigen Lagen mehrmals (Abb. 4) — zwecks Prüfung der Reproduzierbarkeit — derart gemessen, daß mit der automatisch durchlaufenden Suchtonfrequenz der Analysierapparat bei einem Sinuston (als Meß-Schalldruck) von Hand

Schwingers aufgenommen, wobei die senkrechte Aufhängung (kleine Peilschärfe in der Horizontalebene) eine besonders klare Gesetzmäßigkeit des Einflusses der Winkellage ergibt (Abb. 5 unten). An 2 Atlasschwingern mit neuem Schnitt (verlängerter mittlerer Schlitz zur Vermeidung der Querschwingung mit Eigenfrequenz bei 28 kHz) und Röllchen aus Schaumgummi an den Schlitzenden (zur Vermeidung des akustischen Nebenschlusses zwischen

den Stegen) wurde die Winkellagenabhängigkeit für Dämpfungsdekrement und relative Empfindlichkeit

Beispiel eines Meßergebnisses bei der zuletzt vorliegenden Form des Meßverfahrens.

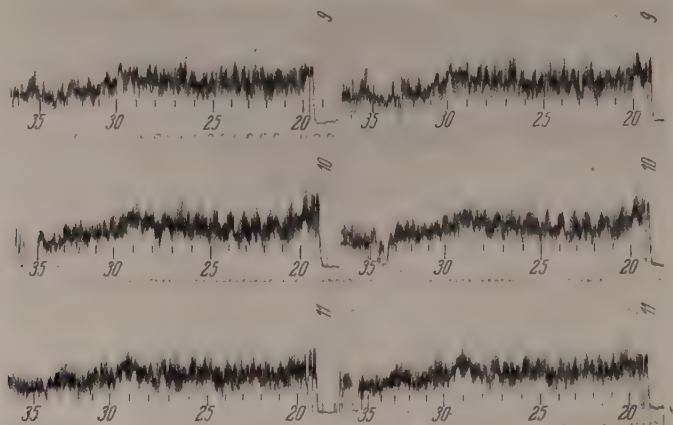


Abb. 4. Zur Reproduzierbarkeit der Frequenzkurvenmessung.

bestimmt, wobei die beiden Schwinger in ihrer Lage vertauscht wurden (Abb. 5 oben). Die Verkleinerung der Halbwertsbreite von 1550 auf 800 Hz und damit

c) Theoretische Überlegungen.

Die Grundidee des Hallraumverfahrens geht in Analogie mit den theoretischen Überlegungen von

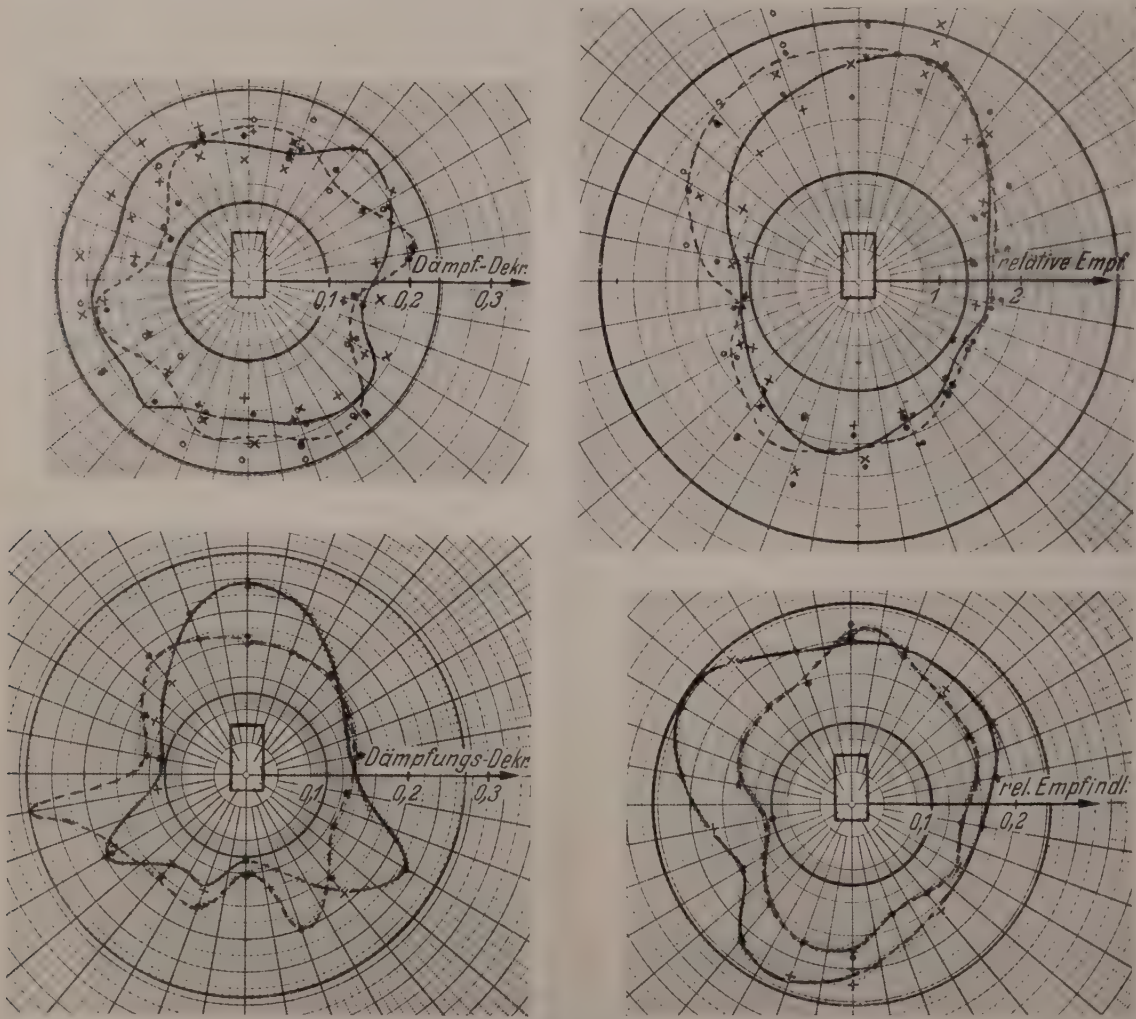


Abb. 5. Winkellagenabhängigkeit von Dämpfungsdekrement (links) und relativer Empfindlichkeit (rechts) bei zwei verschiedenen Schwingerausführungen.

verbundene Erhöhung der Empfindlichkeit in der Eigenfrequenz um beinahe einen 2-Faktor durch das rückwertige Schaumgummipolster zeigt Abb. 6 als

W. C. SABINE [8] davon aus, daß die Schallenergie im Hallraum bei Verwendung von Geräuschen statistisch verteilt ist. Neuere Untersuchungen und Überlegungen

bei Luftschall (SCHUSTER und WAETZMANN [9], besonders die Schluckgradmessungen in Hallräumen von E. MEYER [10] und V. O. KNUDSEN [11] und die wellentheoretische Ableitung der Nachhallgesetze von H. CREMER und L. CREMER [12] hatten allerdings schon ergeben, daß je nach den Versuchsbedingungen Abweichungen von der statistischen Verteilung auftreten.

Die Wellentheorie [13], die besonders auch von P. MORSE [14] und seinen Mitarbeitern [15] nach modernen Gesichtspunkten ausgebaut wurde, war für den vorliegenden Fall keine befriedigende Grundlage, weil der Abstand Sender-Empfänger nicht berücksichtigt werden kann. Das Gegenstück zu dem wellentheoretisch zu behandelnden Grenzfall ist die sicher kugelförmige Schallausbreitung in unmittelbarer Umgebung des Senders; zwischen beiden Grenzfällen liegen die wohl meistens in der Sender- und Empfängermeßtechnik vorliegenden Zwischenfälle.

Nach BÜRCK [16] sowie BÜRCK, KOTOWSKI und LICHTÉ [17] kann ein System Sender-Empfänger in einem geschlossenen Raum entsprechend dem optischen Spiegelungsprinzip — vorausgesetzt, daß die Wellenlänge klein gegen die Raumabmessungen ist — aufgefaßt werden als eine Gruppe von Sendern, die in einem Rauggitter verteilt sind, das durch ein- und mehrfache Reflexion an allen Wänden entsteht und in dem sich auch der Empfänger befindet. Unter den Annahmen, daß 1. der Sender ein Strahler nullter Ordnung ist, 2. das Schallfeld durch die räumliche Ausdehnung von Sender und Empfänger nicht gestört wird (kleine geometrische Abmessungen), 3. zunächst bei der Reflexion die Phasenverhältnisse erhalten bleiben, läßt sich für die Gesamtheit der von den einzelnen virtuellen Strahlern kommenden Schalldruckkomponenten die Summe ansetzen:

$$P = \frac{j \rho c v F}{\lambda} \sum K \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r},$$

worin c die Schallausbreitungsgeschwindigkeit, v die Geschwindigkeitsamplitude und F die Strahlerfläche des Senders, ρ die Dichte, ω die Kreisfrequenz, k die Wellenzahl $= 2\pi/\lambda$, K der durch die mehrfachen Reflexionen zustande kommende Absorptionsfaktor, r der Abstand zwischen Empfänger und einem virtuellen Schallstrahler sind; zu summieren ist über alle virtuellen Schallstrahler.

Versuche, den Summenausdruck numerisch auszuwerten, scheiterten an der praktisch unbezwingbaren Rechenarbeit wegen der schlechten Konvergenz der Reihen. Mit Hilfe der Überlegung, daß alle virtuellen Strahler auf einer Wellenfront bzw. auf mehreren, um ganze Vielfache von 2π verschobenen Wellenfronten liegen müssen (die Rechnung ist aus Übersichtlichkeitsgründen auf 2 Dimensionen beschränkt), läßt sich die Summierung wesentlich vereinfachen; im Fall unendlich kleiner Absorption ergibt sich das gleiche Bildungsgesetz für Eigenfrequenzen wie bei der Wellentheorie

$$f = \frac{c}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{n_1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{l_2}\right)^2} \right]$$

(l_1, l_2 Seiten des Rechtecks; n_1, n_2 ganze Zahlen).

Faßt man die Komponenten aus allen Quadranten bzw. Oktanten um den Empfänger in einen zusammen,

dann kann durch Kombination entsprechender Paare ein Amplitudenfaktor abgeleitet werden, in dem die Lage von Sender und Empfänger im Raum enthalten ist, so daß der Nutzabstand Sender-Empfänger einen Beitrag liefert, der mit Phasenverschiebung null zu der Gruppe von Komponenten der virtuellen Strahler

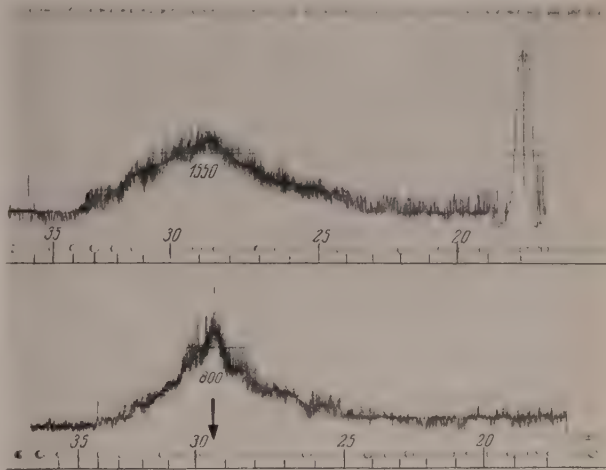


Abb. 6. Beispiel einer Resonanzkurvenmessung: oben: ohne, unten: mit rückwärtigem Schaumgummipolster.

zu addieren ist, die auf den Wellenfronten liegen. Die weitere Rechnung erstreckt sich auf eine Summierung von Komponenten eines Quadranten bzw. Oktanten, wobei nur die Abstände einer Raumecke von ihren Spiegelbildern zu berücksichtigen sind. Als weitere wichtige Erkenntnis ergibt sich (Abb. 7), daß sogar

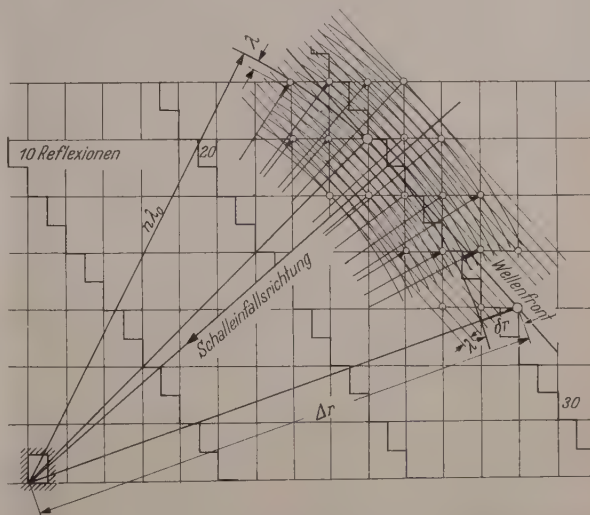


Abb. 7. Zur Anwendbarkeit der ebenen Wellentheorie in Fällen endlicher Absorptionszahlen.

in einem vom Zentrum verhältnismäßig entfernt liegenden Netzbereich etwa 30facher Reflexion die virtuellen Strahler einer Wellenfront nur zum kleinen Teil gleiche Entfernung vom Zentrum besitzen. Solche Komponenten vielfacher Reflexion liefern aber nur bei kleinem Absorptionsgrad $(1 - k_r)$ noch einen nennenswerten Beitrag:

$$k_r = 0,9 : 0,9^{10} = 0,33, 0,9^{20} = 0,11, 0,9^{30} = 0,03, \\ k_r = 0,95 : 0,95^{10} = 0,59, 0,95^{20} = 0,35, 0,95^{30} = 0,20.$$

Die Komponenten außerhalb eines kleinen Bereichs um die Wellennormale (Schalleinfallrichtung), heben sich also infolge ihrer Laufzeitunterschiede zum

Auch praktische Frequenzkurven mit und ohne direkte Komponente, mit und ohne Absorption (0,2) — für die beiden in Abb. 8 dargestellten Fälle von Eigenfrequenzen — wurden berechnet (Abb. 10); hier fällt vor allem auf, daß die Halbwertsbreiten und die Maximalwerte (bei gleichen Absorptionskoeffizienten) der Eigenfrequenzen verschiedener Ordnungszahl sehr verschieden sein können, was im Ausfallen verschiedener Wellenfronten (Abb. 8) seine Ursache hat.

Wenn die praktischen Nachhallmessungen die mit der Wellentheorie berechneten Nachhallwerte gut bestätigt haben, so vielleicht deswegen, weil in solchen Fällen sicher viele Eigenfrequenzen angestoßen werden, was einer Mittelung entspricht. Bei Frequenzkurvenmessungen dürfte jedoch der ins einzelne gehende Verlauf der Raumfrequenzkurve und der Nutzabstand Sender-Empfänger wichtig sein. Aus den theoretischen Überlegungen läßt sich folgern, daß infolge der Interferenzen und stehenden Wellen das System „Sender-Trog-Empfänger“ eine Frequenzkurve hat, deren diskrete Resonanzstellen weder gleichmäßig verteilt noch gleich gedämpft sind, so daß trotz einer großen Zahl von Eigenfrequenzen infolge der Häufungen Unregelmäßigkeiten im Frequenzgang zustande kommen. Die Verwendung von gerichteten Strahlern liefert immer ungünstigere Verhältnisse, weshalb auf jeden Fall ein Sender verwendet werden sollte, der einem Kugelstrahler nullter Ordnung möglichst nahe kommt. Die Frequenzbandmaxima oder -minima müssen durch Mittelung über Bänder von bestimmter Breite (Anwendung von Geräuschen und entsprechend breites Tiefpaßfilter beim Analysator) ausgeglichen werden, wodurch aber die Analysierschärfe begrenzt wird. Der optimale Wert hierfür wurde aus den Messungen zu etwa 200—300 Hz befunden bei einer Troggröße von $1,0 \times 0,5 \times 0,5 \text{ m}^3$. Mit Sinustönen werden nicht die Eigenfrequenzen des Schwingers allein, sondern auch die Interferenzresonanzen durchfahren, was immer zu kleine Dämpfungsdekremente liefert, wenn die Absorption in dem Raum nicht zu groß, bzw. der Nutzabstand nicht zu klein ist.

Die Richtungsabhängigkeit der Schalldruckamplitude, die sich mit schärferer Richtcharakteristik der Empfänger in zunehmendem Maße bemerkbar macht, läßt sich auch beim idealen Hallraum nicht vermeiden. Deshalb erscheint es zweckmäßig, die Empfänger-eigenschaften in Richtung auf den Sender zu messen, da sonst infolge der Schalldruckverteilung Nebeneigenfrequenzen, die mit der Haupteinfallsrichtung nicht zusammenfallen, bevorzugt werden.

Zusammenfassung.

1. Für Empfindlichkeits- und Dämpfungsdekrementmessungen an Wasserschallempfängern wurden ein Verfahren und eine Apparatur entwickelt, bei denen der Empfänger in einem kleinen Trog mit Geräusch von kontinuierlichem Spektrum beschallt wird und die Analyse des von ihm abgegebenen Geräuschspannungsspektrums mit einem automatischen Suchtonverfahren die Resonanzkurve des Empfängers liefert.

2. Als Geräuschgenerator wurde zuerst eine mechanische Kugelfall-Schallquelle, eine „Eieruhr“,

später eine rotierende Schwingerkreisgruppe aus gegeneinander verstimmten Magnetostruktionsschwingern und zuletzt ein ebenfalls rotierender, hochabgestimmter Magnetostruktionssender mit Erregung durch verstärktes Widerstandsrauschen verwendet. Mit der Weiterentwicklung des Geräuschgenerators konnte die Meßunsicherheit und damit die Meßzeit von 35 min auf 7 min je Resonanzkurve verringert werden. Unter anderem wurde auch der Frequenzgang des Systems „Sender-Trog-Empfänger“ in Abhängigkeit von der Winkellage gemessen.

3. Die Wellentheorie ermöglicht die Berechnung der Eigenfrequenzen eines Raumes und deren Dämpfungen; für die Beurteilung der Frequenzkurven-eigenschaften eines Hallraumes, der zur Messung von Empfängerfrequenzkurven verwendet werden soll, ist jedoch vor allem auch der Einfluß des Nutzabstandes Sender-Empfänger wichtig, der bei der Wellentheorie überhaupt nicht berücksichtigt werden kann. Das ermöglicht aber die Interferenzentheorie in Verbindung mit dem Spiegelungsverfahren, bei dem der Hallraum mit seinen Vielfachreflexionen durch ein System von virtuellen (gespiegelten) Strahlern ersetzt wird und die von den einzelnen Strahlern kommenden Komponenten mit ihren Laufzeitunterschieden addiert werden. Bei richtiger Ordnung der Reihenglieder ergibt sich das gleiche Bildungsgesetz für Eigenfrequenzen wie bei der Wellentheorie. Die Anzahl der zu berücksichtigenden Komponenten ist kleiner als man erwarten würde, so daß die Rechenarbeit, vor allem bei nicht zu kleinen Absorptionsgraden, bezwingbar ist. Es zeigt sich vor allem auch, daß die Voraussetzung ebener Wellen, die bei der Wellentheorie gemacht wird, sogar bei kleinen Absorptionszahlen nicht zutrifft, so daß die Ergebnisse der Wellentheorie nur asymptotisch gewertet werden dürfen.

Die Theorie bestätigt ohne weiteres die praktische Beobachtung, daß mit schärferer Richtcharakteristik die Störungen durch die Interferenzen bzw. die Hallraumeigenfrequenzen größer werden; diese Störungen begrenzen die Analysierschärfe. Auf jeden Fall ist es daher zweckmäßig, einen rotationssymmetrischen Geräuschsender zu verwenden.

Der experimentelle Teil der vorliegenden Arbeit entstand in den Jahren 1940—1942 in den akustischen Laboratorien der PTR. Für die Unterstützung und Förderung dieser Arbeit bin ich dem damaligen Präsidenten der PTR, Herrn Prof. ESAU, Herrn Prof. MÖLLER, sowie Herrn Prof. M. GRÜTZMACHER zu Dank verpflichtet.

Bei der Ausarbeitung des theoretischen Teils erhielt ich in mehreren Diskussionen wertvolle Anregungen von Herrn Prof. E. MEYER, Herrn Dr. SCHOCH und Herrn Dozent Dr. L. CREMER (Hinweis auf richtige Ordnung der Reihenglieder bei dem Spiegelungsverfahren).

Literatur. [1] HECHT, H.: Die elektroakustischen Wandler. Leipzig 1941. — [2] MEYER, E.: Vortrag auf der Physiker-tagung in Göttingen Sept. 1947. — [3] SPANDÖCK, E.: Ann. Phys. (5) 20, 328 (1938). — [4] KÜPFMÜLLER, K.: Elektr. N. T. 5, 18 (1928). — [5] GRÜTZMACHER, M.: Elektr. N. T. 4, 533 (1927). — [6] JOHNSON, J. B.: Phys. Rev. 32, 97 (1928). — NYQUIST, H.: Phys. Rev. 32, 110 (1928). — [7] HECHT, H., u. F. A. FISCHER: Handbuch der Experimentalphysik Bd. 17, Teil 2. Leipzig 1934. — [8] SABINE, W. C.: Collected Papers on Acoustics. Cambridge 1923. — [9] SCHUSTER, W., u. E. WAETZMANN: Ann. Phys. (5) 1, 671 (1929). — [10] MEYER, E.: Akust. Z. 2, 179 (1937). — [11] KNUDSEN, V. O.: J. acoust. Soc. Amer. 4, 20 (1933). — [12] CREMER, H., u. L. CREMER: Akust. Z. 2, 225 (1937). —

[13] Lord RAYLEIGH: Theory of Sound. London 1879. — [14] MORSE, P. M.: Vibration and Sound. New York 1936. — J. acoust. Soc. Amer. **11**, 56 (1939). — [15] HUNT, F. V.: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 223 (1938). — BHATT, N. B.: J. acoust. Soc. Amer. **11**, 67 (1939). — HUNT, F. V., L. L. BERANEK and D. Y. MAA: J. acoust. Soc. Amer. **11**, 80 (1939). — [16] BÜRCK, W.: Akustische Rückkopplung und Rückwir-

kung. Würzburg 1938. — [17] BÜRCK, W., P. KOTOWSKI u. H. LICHTE: Elektr. N. T. **13**, 268 (1936) a. a. O. — [18] MONNA, A.: Physica, Haag **5**, 129 (1938). — Rev. acoustique **7**, 126 (1938). — KÜHL, V., u. E. MEYER: Berl. Ber. phys.-math. Kl. **26** (1932).

Dr. R. BIERL, (14b) Trossingen, Ernst-Hohner-Str. 8.

Über die Härte.

Von EUGEN KAPLER, Münster*.

Mit 10 Textabbildungen.

(Eingegangen am 2. Mai 1949.)

Die Härte ist ein bis heute noch wenig befriedigend definierter Begriff. Insbesondere gilt dies für die BRINELL-Härte, die MEYER-Härte und die FÖPPLsche Zylinderdruckhärte. Denn diese Größen sind keine

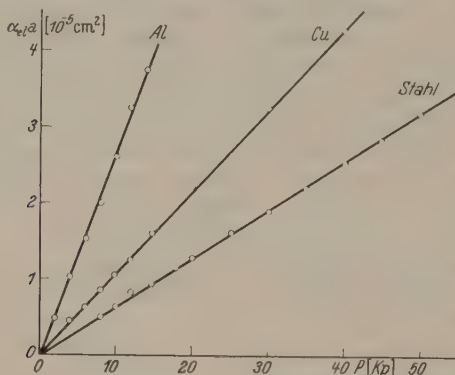


Abb. 1. $\alpha_{el} \cdot a$ in Abhängigkeit von der Last P [s. Formel (2a)] beim Zylinderdruckversuch.

exakten Stoffkonstanten, erweisen sie sich doch abhängig von den Versuchsbedingungen; z. B. sind BRINELL- und MEYER-Härte abhängig von der Prüflast und vom Radius der verwendeten Prüfkugel. Die folgende Untersuchung bringt eine Analyse des Verformungsvorganges beim Zylinderdruck- und Kugeldruckversuch mit dem Ziel eine von den Versuchsbedingungen unabhängige Materialkonstante zu finden. Die Betrachtungen beschränken sich auf Metalle. Sie schließen sich an an eine frühere Untersuchung des Verfassers¹, in der eine Methode angegeben wurde zur gleichzeitigen Bestimmung von E -Modul und Härte beim Zylinderdruckversuch.

1. Die Zylinderdruckhärte.

Werden 2 Zylinder aus demselben Material und mit demselben Radius (1,5 mm) rechtwinklig gekreuzt mit einer genügend hohen Last P aufeinander gedrückt, so entsteht eine sattelförmige Verformung mit einer kreisförmigen Begrenzung vom Radius a und einer „Gesamt“-Eindringtiefe α_g der beiden Zylinder. Diese Verformung ist zum Teil elastisch, zum Teil plastisch. Nach der Entlastung bildet sich nämlich die Eindringtiefe α_g teilweise zurück, und

* Die in dieser Arbeit mitgeteilten Messungen hat Herr H. MOSER am Physikalischen Institut der Universität München ausgeführt, in dessen Diss. noch wesentlich mehr Material veröffentlicht, sowie die Versuchsanordnung beschrieben werden wird.

¹ KAPLER, E.: Phys. Z. **45**, 177 (1944).

zwar um den Betrag α_{el} , während — wie HEISSLER durch Berührung der Oberfläche nachgewiesen hat — der Radius a der kreisförmigen Begrenzung der Druckfigur während der Belastung und nach Entlastung derselbe ist. Es ist demnach, wenn wir mit α_{pl} den zurückbleibenden Anteil der Eindringtiefe bezeichnen:

$$\alpha_g = \alpha_{el} + \alpha_{pl}.$$

Der nach der Entlastung zurückbleibende Eindruck mit dem Radius a besteht für beide Zylinder aus einer Sattelfläche mit den beiden Hauptkrümmungen ϱ_1 und ϱ_2 und der Eindringtiefe α_{pl} . Sowohl ϱ_1 und ϱ_2 als auch α_{pl} hängen von der Größe der verwendeten Last P ab. Der elastische Anteil der Verformung ist außer durch P noch bestimmt durch die elastischen Eigenschaften und die geometrischen Daten ($\varrho_1 + \varrho_2$) der Oberflächen der beiden Zylinder und verläuft nach den HERTZschen Formeln² folgendermaßen:

$$\left. \begin{aligned} a &= \sqrt[3]{\frac{3}{16} \frac{P}{\varrho_1 + \varrho_2} \frac{2\vartheta}{E m^2}} \\ \alpha_{el} &= \sqrt[3]{\left(\frac{3}{16}\right)^2 P^2 (2\vartheta)^2 (\varrho_1 + \varrho_2)} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Dabei ist $\vartheta = \frac{4(m^2 - 1)}{E m^2}$ der Elastizitätskoeffizient; $E = E$ -Modul; $m = 1/\mu$; $\mu =$ POISSONSche Konstante.

Hieraus lassen sich zwei für unsere Betrachtungen wichtige Folgerungen ableiten. Es ist

$$a) \quad \alpha_{el} a = \frac{3}{16} P (2\vartheta), \quad b) \quad \frac{\alpha_{el}}{a^2} = \varrho_1 + \varrho_2. \quad (2)$$

Die erste Beziehung liefert eine Methode zur Bestimmung des Elastizitätskoeffizienten ϑ auch im Bereich der plastischen Verformung³, wenn der elastische Anteil der Eindringtiefe α_{el} gemessen wird. Abb. 1 enthält Meßergebnisse für drei verschiedene Materialien, und zwar für eine Aluminium-, eine Kupfer- und eine Stahlprobe. Sämtliche anderen in dieser Arbeit mitgeteilten Messungen beziehen sich auf diese 3 Proben. In Tabelle 1 sind in Spalte 2 und 3 die Werte für den Elastizitätskoeffizienten ϑ bzw. E -Modul E verzeichnet; E ist aus ϑ unter Verwendung der in der Literatur angegebenen Werte für μ berechnet worden. In Abb. 2 ist $\frac{1}{\varrho_1 + \varrho_2}$ in Abhängigkeit von P dargestellt.

² HERTZ, H.: Gesammelte Werke, Bd. 1, S. 155 u. 174. Leipzig 1895.

³ Inwieweit die Voraussetzungen für die Gültigkeit der HERTZschen Formeln hier erfüllt sind, wird in der Diss. von H. MOSER diskutiert werden.

Für die Abhängigkeit des plastischen Anteils α_{pl} der Eindringtiefe von P ergeben die Messungen ein einfaches Gesetz. Es besteht Proportionalität (s. Abb. 3), d. h. es ist

$$\alpha_{pl} = C_{pl} P. \quad (3)$$

Die Zylinderdruckhärte ist definiert als

$$H_z = \frac{P}{\pi a^2}. \quad (4)$$

Sie erweist sich als abhängig von P . Abb. 4 gibt die Messungen wieder. Unsere Aufgabe

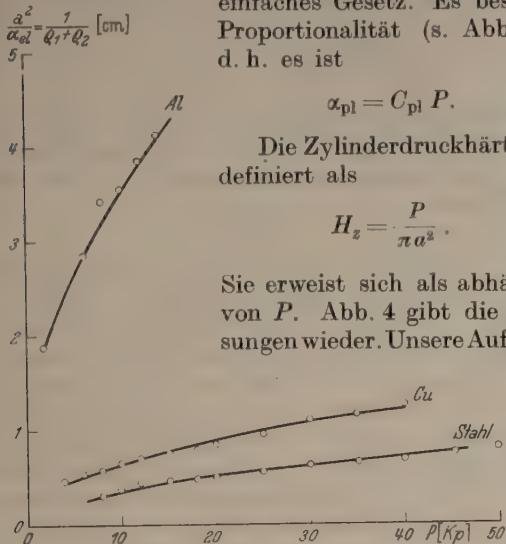


Abb. 2. $\frac{a^2}{\alpha_{el}} = \frac{1}{q_1 + q_2}$ in Abhängigkeit von der Last P beim Zylinderdruckversuch.

ist es, diese Abhängigkeit explizit anzugeben. Wir erhalten sie, wenn wir in (4) a als Funktion von P aus (1) einsetzen.

Es folgt:

$$H_z = \frac{(\varrho_1 + \varrho_2)^{\frac{2}{3}}}{\pi \left(\frac{3}{16} \right)^{\frac{2}{3}} (2\theta)^{\frac{2}{3}}} P^{\frac{1}{3}}. \quad (5)$$

Hierbei ist aber $\varrho_1 + \varrho_2$ noch als Funktion von P zu denken. Wäre diese, d. h. der in Abb. 2 dargestellte Verlauf bekannt, so wäre die gestellte Aufgabe gelöst. Empirisch fanden wir nun für die Abhängigkeit von $\varrho_1 + \varrho_2$ von P folgendes einfache Gesetz: Für große Lasten erweist sich $\varrho_1 + \varrho_2$ proportional $1/P^{\frac{1}{3}}$, während für den gesamten Lastenbereich P dieses Gesetz folgendermaßen zu verallgemeinern ist:

$$\left. \begin{aligned} \varrho_1 + \varrho_2 &= \frac{C}{P^{\frac{1}{3}} - P_0^{\frac{1}{3}} + \frac{C}{(\varrho_1 + \varrho_2)_0}} \\ &= \frac{C}{P^{\frac{1}{3}} + A} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Damit wird dem Umstand Rechnung getragen, daß für diejenige Last P_0 , bei der die plastische Verformung eben beginnt, $\varrho_1 + \varrho_2$ in den Wert $(\varrho_1 + \varrho_2)_0 = 1/r$ für die unverformte Zylinderoberfläche übergeht (r = Radius des Zylinders). Nach diesem Gesetz muß sich, wenn $\frac{1}{\varrho_1 + \varrho_2}$ gegen $P^{\frac{1}{3}}$ aufgetragen wird eine Gerade ergeben, deren Neigung durch die Konstante C bestimmt ist; diese erweist sich als charakteristisch für das Material. Dies ist tatsächlich der Fall, wie aus Abb. 5 hervorgeht (vgl. die Geraden mit den als \times bezeichneten Meßpunkten). Die Werte für C befinden sich in Spalte 4 der Tabelle 1.

(6) in (5) eingesetzt ergibt für die gesuchte Funktion:

$$H_z = \frac{1}{\pi} \left[\frac{C}{3 (2\theta)^{\frac{2}{3}}} \right]^{\frac{2}{3}} \frac{P^{\frac{1}{3}}}{(P^{\frac{1}{3}} + A)^{\frac{2}{3}}} = H_{z\infty} \frac{P^{\frac{1}{3}}}{(P^{\frac{1}{3}} + A)^{\frac{2}{3}}} \quad (7)$$

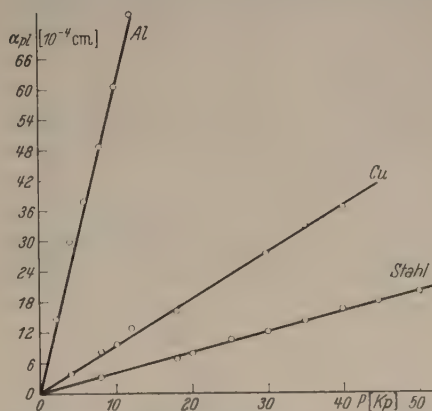


Abb. 3. Der plastische Anteil der Eindringtiefe α_{pl} in Abhängigkeit von der Last P beim Zylinderdruckversuch [s. Formel (3)].

mit

$$H_{z\infty} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{C}{3 (2\theta)^{\frac{2}{3}}} \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (8)$$

In dieser Funktion tritt eine Konstante $H_{z\infty}$ auf, welche gleich dem Grenzwert ist, in den H_z für $P \rightarrow \infty$

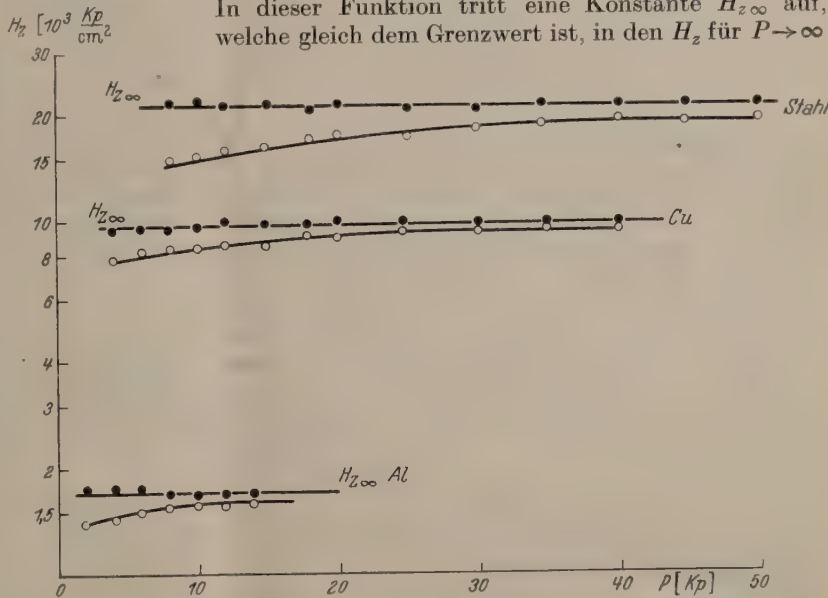


Abb. 4. Die Zylinderdruckhärte H_z in Abhängigkeit von der Last P . Die ausgefüllten Punkte stellen $H_{z\infty}$ dar.

übergeht. Sie ist eine wirkliche Stoffkonstante und scheint als Härte definition geeignet zu sein. In Abb. 4 sind mit ausgefüllten Punkten die aus den gemessenen H_z -Werten nach (7) berechneten $H_{z\infty}$ -Werte eingezeichnet; dabei sind für die Berechnung die Werte für A aus dem Ordinatenabschnitt der Geraden der Abb. 5 entnommen worden. Die ausgezogene horizontale Linie stellt den Mittelwert aller $H_{z\infty}$ -Werte dar. Er ist außerdem in Spalte 5 von Tabelle 1 eingetragen.

Um zu untersuchen, ob der Konstanten $H_{z\infty}$ eine tiefere Bedeutung beizumessen ist, wurden die eben am Zylinderdruckversuch beschriebenen Versuche auf den Kugeldruckversuch ausgedehnt.

II. Die MEYER-Härte.

In dieselben Materialproben mit denen der Zylinderdruckversuch durchgeführt worden war und die für den vorliegenden Zweck in Form von ebenen Platten hergestellt waren, wurde mit der Last P eine harte Stahlkugel vom Radius $1/\varrho_2$ eingedrückt. Die Versuche wurden mit drei

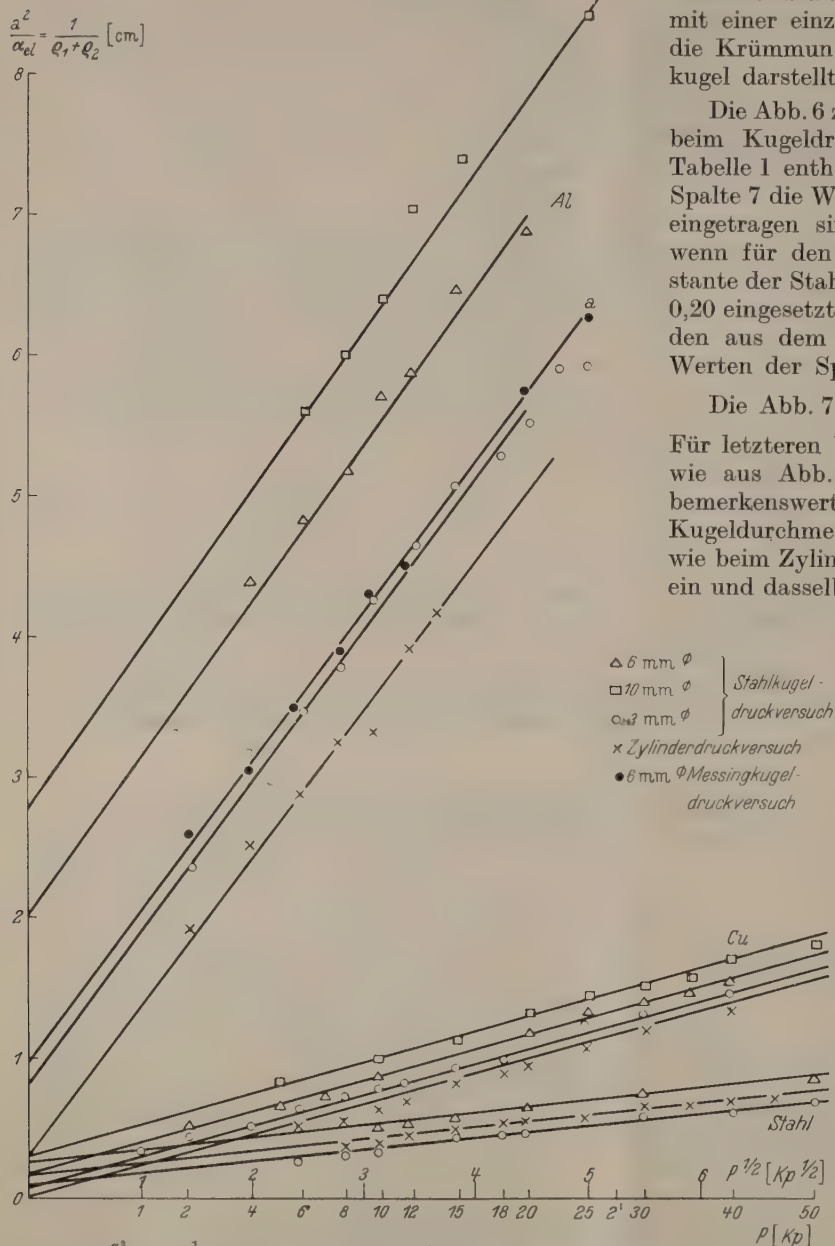


Abb. 5. $\frac{a^2}{\alpha_{el}} = \frac{1}{\varrho_1 + \varrho_2}$ in Abhängigkeit von $P^{\frac{1}{2}}$ für den Zylinderdruckversuch und den Kugeldruckversuch [vgl. Formel (6)].

verschiedenen Kugeln von 3, 6 und 10 mm Durchmesser durchgeführt. Gemessen wurden der Radius a des kreisförmigen Eindrucks sowie der elastische und plastische Anteil α_{el} und α_{pl} der Eindringtiefe.

Die HERTZschen Formeln lauten für diesen Fall:

$$\left. \begin{aligned} a &= \sqrt[3]{\frac{3}{16} P \frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{(\varrho_1 + \varrho_2)}}, \\ \alpha_{el} &= \sqrt[3]{\left(\frac{3}{16}\right)^2 P^2 (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 (\varrho_1 + \varrho_2)}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ϑ_1 und ϑ_2 bedeuten die Elastizitätskoeffizienten der Probe bzw. der Stahlkugel. Hieraus folgen wiederum die den Gl. (2) entsprechenden Formeln

$$a) \alpha_{el} a = \frac{3}{16} P (\vartheta_1 + \vartheta_2), \quad b) \frac{\alpha_{el}}{a^2} = \varrho_1 + \varrho_2. \quad (10)$$

Zum Unterschied vom Zylinderdruckversuch ist die Form des bleibenden Eindrucks rotationssymmetrisch mit einer einzigen Hauptkrümmung ϱ_1 , während ϱ_2 die Krümmung der (praktisch unverformten) Stahlkugel darstellt.

Die Abb. 6 zeigt, daß die Beziehung (10a) ebenfalls beim Kugeldruckversuch erfüllt ist. Spalte 6 von Tabelle 1 enthält die Werte für $\vartheta_1 + \vartheta_2$, während in Spalte 7 die Werte für den Elastizitätskoeffizienten ϑ_1 eingetragen sind, die sich aus Spalte 6 berechnen, wenn für den E -Modul und die Poissonsche Konstante der Stahlkugel die Werte $2,26 \cdot 10^6$ kp/cm² bzw. 0,20 eingesetzt werden. Sie stimmen befriedigend mit den aus dem Zylinderdruckversuch gewonnenen ϑ -Werten der Spalte 2 überein.

Die Abb. 7 zeigt den Verlauf von $\frac{1}{\varrho_1 + \varrho_2}$ mit P . Für letzteren bewährt sich ebenfalls der Ansatz (6), wie aus Abb. 5 hervorgeht. Hierbei ist besonders bemerkenswert, daß die Konstante C unabhängig vom Kugeldurchmesser ist und denselben Wert besitzt wie beim Zylinderdruckversuch; die Geraden sind für ein und dasselbe Material alle parallel, d.h. die Konstante C ist eine Materialkonstante. Die Konstante A (zu entnehmen aus dem Ordinatenabschnitt A/C) variiert selbstverständlich mit dem Kugeldurchmesser.

Die MEYER-Härte ist ähnlich wie die Zylinderdruckhärte als mittlerer Druck definiert durch

$$H_M = \frac{P}{\pi a^2}. \quad (11)$$

Sie ist, wie Abb. 8 zeigt, ebenfalls lastabhängig; außerdem hängt sie vom Radius der Prüfkugel ab. Für ihre Abhängigkeit von P folgt aus (9) und (6)

$$H_M = \frac{1}{\pi} \left[\frac{C}{\frac{3}{16} (\vartheta_1 + \vartheta_2)} \right]^{\frac{2}{3}} \frac{P^{\frac{1}{2}}}{(P^{\frac{1}{2}} + A)^{\frac{2}{3}}} \quad (12)$$

$$= H_M \infty \frac{P^{\frac{1}{2}}}{(P^{\frac{1}{2}} + A)^{\frac{2}{3}}} \quad \text{mit} \quad H_M \infty = \frac{1}{\pi} \left[\frac{C}{\frac{3}{16} (\vartheta_1 + \vartheta_2)} \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (13)$$

wobei die Konstante $H_M \infty$ unabhängig vom Kugelradius ist und wiederum $= \lim_{P \rightarrow \infty} H_M$ bedeutet. Die

ausgefüllten Punkte in Abb. 8 sind die nach (12) aus den mit der 3-mm-Stahlkugel gemessenen H_M -Werten berechneten Werte für $H_M \infty$, wobei wiederum die Konstante A aus Abb. 5 bestimmt worden ist. Die ausgezogenen Geraden entsprechen den Mittelwerten von $H_M \infty$; die anderen um diese Geraden sich gruppierenden Punkte (Δ und \square) sind aus den mit der 6- bzw. 10-mm-Kugel gemessenen H_M -Werten berechnet.

Die Mittelwerte von $H_{M\infty}$ finden sich in Spalte 4 von Tabelle 2.

$H_{M\infty}$ ist aber verschieden von $H_{z\infty}$, wie aus den Abb. 4 und 8 und den Formeln (8) und (13) hervorgeht. $H_{M\infty}$ ist wohl eine von der Prüflast und den geometrischen Daten der Prüfkugel und der Probe unabhängige Konstante, sie hängt aber noch von

Versuch noch einmal, daß die Konstante C eine wirkliche Stoffkonstante ist; denn die mit der Messingkugel gewonnene Gerade a der Abb. 5 ist ebenfalls den mit den Zylindern und den Stahlkugeln erhaltenen Geraden parallel. Die mit der Messingkugel gewonnenen Kurven der Abb. 6—9 sind ebenfalls mit a gekennzeichnet.

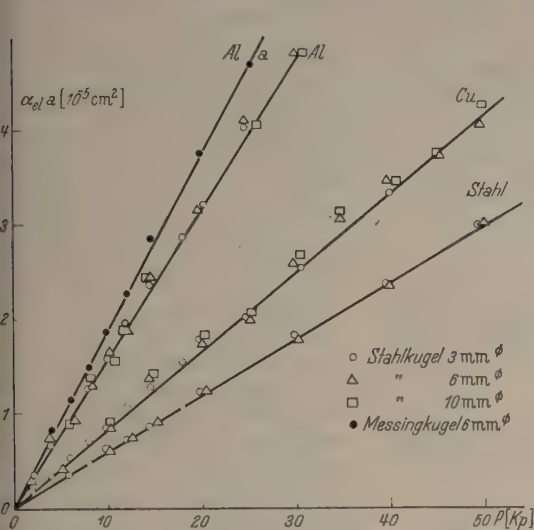


Abb. 6. $\alpha_{el} \cdot a$ in Abhängigkeit von der Last P für den Kugeldruckversuch [s. Formel (10a)].

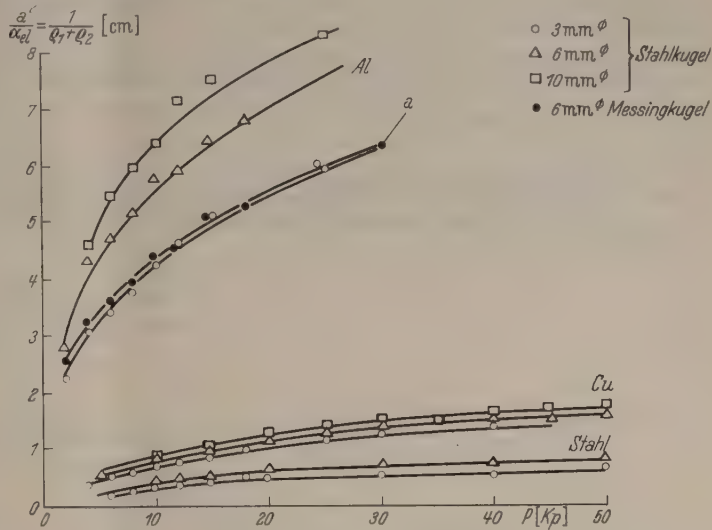


Abb. 7. $\frac{a^3}{\alpha_{el}} = \frac{1}{\alpha_{el} + a}$ in Abhängigkeit von der Last P für den Kugeldruckversuch.

den Elastizitätskoeffizienten ϑ_1 und ϑ_2 der Probe und der Prüfkugel ab. Setzt man in (13) den Wert für den Elastizitätskoeffizienten der Prüfkugel ein, so kann aus (13) und (8) $H_{z\infty}$ aus $H_{M\infty}$ berechnet werden, wobei sich dieselben Werte wie beim Zylinderdruckversuch ergeben (vgl. Tabelle 1, Spalte 8). Diesen Sachverhalt zeigt noch deutlich die Messung der Abb. 8, bei welcher für Aluminium ein Kugeldruckversuch mit einer Messingkugel von 6 mm Durchmesser ausgeführt wurde. Auch aus diesem $H_{M\infty}$ -Wert berechnet sich derselbe $H_{z\infty}$ -Wert wie beim Zylinderdruckversuch, wenn man für ϑ_2 den Elastizitätskoeffizienten von Messing ($3,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{Kp}$) einsetzt (Tabelle 1, Spalte 9). Andererseits bestätigt dieser

Ebenso wie beim Zylinderdruckversuch besteht auch beim Kugeldruckversuch Proportionalität zwischen der plastischen Eindringtiefe α_{pl} und der Prüflast P (vgl. Abb. 9). Die Proportionalitätskonstante C_{pl} ist aber für verschieden große Kugeln verschieden. Spalte 2 von Tabelle 2 enthält die aus der Abb. 9 folgenden Werte für C_{pl} . Dieses Proportionalitätsgesetz kann erklärt werden, wenn angenommen wird, daß der mit der Prüfkugel (ϱ_2) erzeugte und nach der Entlastung sich einstellende, bleibende Eindruck eine kleine Kugelkalotte vom Radius a und der Krümmung ϱ_1 darstellt. Solange die Last wirkt, besteht ja der Eindruck — sofern man von der elastischen Deformation der Prüfkugel absehen darf — aus einer

Tabelle 1.

1	2	3	4	5	6	7	8			9
Material	ϑ_{Zyl} $\left[10^{-6} \frac{\text{cm}^2}{\text{Kp}} \right]$	E $\left[10^8 \frac{\text{Kp}}{\text{cm}^2} \right]$	C $\left[\frac{\text{Kp}^2}{\text{cm}} \right]$	$H_{Z\infty}$ $\left[10^3 \frac{\text{Kp}}{\text{cm}^2} \right]$	$\vartheta_1 + \vartheta_2$ Stahlkugeln	ϑ_1 Probe- material	$H_{Z\infty}$ aus $H_{M\infty}$ und ϑ			Messing- kugel 6 mm \varnothing
							Stahlkugeln			
							3 mm \varnothing	6 mm \varnothing	10 mm \varnothing	
Al	6,8	0,52	0,74	1,7	8,5 ₅	6,8 ₅	1,62	1,55	1,58	1,64
Cu	2,9	1,24	4,6	9,7	4,5 ₅	2,8 ₂	9,1	9,0	9,0	—
Stahl	1,7 ₂	2,25	11,0	21,2	3,2	1,5	21,7	20,8	—	—

Tabelle 2.

1 Material	2 C_{pl} [10 ⁻⁴ $\frac{\text{cm}}{\text{Kp}}$] gemessen				3 C_{pl} berechnet aus (14)				4 $H_{M\infty}$ Mittelwerte				5 $H_{M\infty}$ aus C_{pl} (Spalte 2)				6 $H_{M\infty}$ aus Formel (13)			
	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing	Stahlkugeln	Messing
	3 mm	6 mm	10 mm	6 mm	3 mm	6 mm	10 mm	6 mm	3 mm	6 mm	10 mm	6 mm	3 mm	6 mm	10 mm	6 mm	3 mm	6 mm	10 mm	6 mm
Al	5,0	3,0	2,0	3,3	5,5	2,7	1,7	3,1	2,2	2,1	2,1 ₅	1,96	2,1	1,8	1,6	1,6	1,95	1,97	1,90	1,75
Cu	0,9	0,45	0,29	—	1,0	0,54	0,32	—	10,3	10,2	10,1	—	11,7	11,7	11,0	—	10,6	9,8	9,9	—
Stahl	0,40	0,19	—	—	0,45	0,23	—	—	22,5	21,6	—	—	26	27	—	—	23,5	23,0	—	—

Kugelkalotte mit der Krümmung ϱ_2 der Prüfkugel und dem Radius a . Es ist dann (vgl. Abb. 10)

$$\alpha_{pl} = \frac{1}{\varrho_1} \left\{ 1 - \sqrt{1 - a^2 \varrho_1^2} \right\} \cong \frac{a^2 \varrho_1}{2}$$

solange $a^2 \varrho_1^2 \ll 1$.

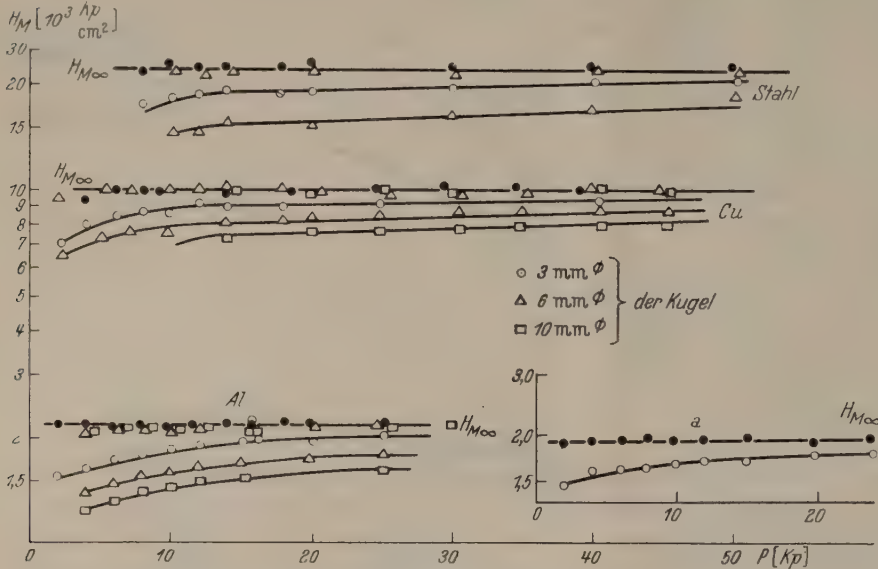


Abb. 8. Die MEYER-Härte H_M in Abhängigkeit von der Last P . Die ausgezogenen Geraden stellen die Mittelwerte für $H_{M\infty}$ dar. Die darum sich gruppierenden Punkte (\bullet , Δ , \square) sind aus den gemessenen H_M -Werten nach (12) berechnet.

Setzt man hier (9) und (6) ein, so folgt

$$\alpha_{pl} = \left[\frac{3}{16} \frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{C} \right]^{\frac{2}{3}} \frac{\varrho_2 P}{2} \left\{ 1 + \frac{A}{P^{\frac{1}{2}}} \right\} \left\{ 1 - \frac{C}{\varrho_2 (P^{\frac{1}{2}} + A)} \right\},$$

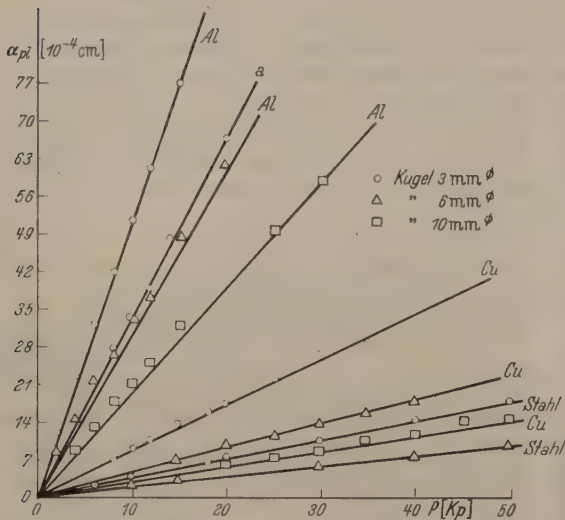


Abb. 9. Die plastische Eindringtiefe α_{pl} in Abhängigkeit von der Last P für den Kugeldruckversuch.

was für hinreichend große P übergeht in

$$\alpha_{pl} = \frac{1}{2} \left[\frac{3}{16} \frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{C} \right]^{\frac{2}{3}} \varrho_2 \cdot P,$$

d. h. es ist nach (3) und (8):

$$C_{pl} = \frac{\varrho_2}{2} \left[\frac{3}{16} \frac{(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{C} \right]^{\frac{2}{3}} = \frac{\varrho_2}{2\pi} \frac{1}{H_{M\infty}} \quad (14)$$

In Spalte 3 der Tabelle 2 sind die aus (14) berechneten Werte für C_{pl} verzeichnet, die befriedigend mit den direkt gemessenen Werten von C_{pl} übereinstimmen (Spalte 2 der Tabelle 2).

Nach (14) eröffnet sich ein sehr einfacher Weg zur Ermittlung der Konstanten $H_{M\infty}$, nämlich aus den nach Abb. 9 auf einfache Weise bestimmaren Konstanten C_{pl} . Spalte 5 der Tabelle 2 gibt die Ergebnisse wieder. Sie sind zu vergleichen mit den aus den direkt gemessenen H_M -Werten nach (12) berechneten $H_{M\infty}$ -Werten. In Spalte 6 sind noch die Werte für $H_{M\infty}$ eingetragen, welche aus der Konstanten C und den Elastizitätskoeffizienten ϑ_1 und ϑ_2 nach Formel (13) berechnet wurden¹.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß H_{∞} ein brauchbares Maß für die Härte zu sein scheint. Diese Größe kennzeichnet jedoch nicht allein das plastische Verhalten des Werkstoffes, sondern es ist für sie auch noch der Elastizitätskoeffizient maßgebend, und zwar beim Zylinderdruckversuch der Elastizitätskoeffizient des zu prüfenden Werkstoffes

allein, beim Kugeldruckversuch außerdem noch derjenige der Prüfkugel. Es ist hingegen möglich, daß die Konstante C eine Größe darstellt, die das plastische Verhalten des Werkstoffes allein charakterisiert, was sich jedoch mit den mitgeteilten Versuchen allein nicht sicher entscheiden läßt.

Zusammenfassung.

Die herkömmlicherweise beim Zylinderdruck- und Kugeldruckversuch ermittelte Härte ist keine Materialkonstante, denn sie ist abhängig von den Versuchsbedingungen. Es wird eine neue Definition der Härte vorgeschlagen, die eine von den Versuchsbedingungen unabhängige Kenngröße darstellt. Sie ist definiert als der Grenzwert, dem der mittlere Druck für unendlich große Prüflast zustrebt. Diese Größe erweist sich als unabhängig von der Prüflast und beim Kugeldruckversuch auch vom Radius der Prüfkugel. Sie ist aber keine rein plastische Kenngröße, sondern noch abhängig von dem E -Modul des Materials und demjenigen der Prüfkugel.

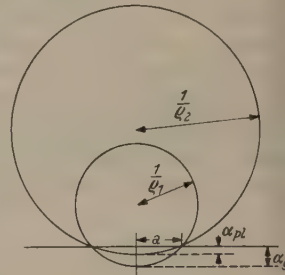


Abb. 10.

¹ Auch für den Zylinderdruckversuch läßt sich das Proportionalitätsgesetz von α_{pl} und P unter denselben Annahmen verstehen, wie Herr MOSER in seiner Diss. näher ausführen wird.

Reflexionsmessungen an gesandetem Aluminium.

Von JOACHIM EULER, Braunschweig.

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 10. Mai 1949.)

1. In einer Reihe von Arbeiten wird gesandetes Al als Material für ULBRICHTsche Kugeln und als Normalsubstanz für diffuse Reflexionsmessungen im Ultraroten benutzt [1] bis [3] s. auch [4]. Über die Winkelverteilung des Reflexionsvermögens [RV] und ihre Abhängigkeit von Korngröße, Verschmutzung usw. liegen jedoch so gut wie keine Messungen vor. Lediglich MÜLLER und RÖSSLER [4] geben eine im Sichtbaren gemessene Kurve an und HASE [5] führt unter anderem eine in Emission erhaltene Winkelverteilung an, die bei 3μ gemessen worden ist. Von den anderen Autoren wird nur eine „nicht schlechtere Erfüllung des cos-Gesetzes als bei anderen Substanzen“ [2], [3] und „erhebliche Abweichung vom cos-Gesetz“ [1] konstatiert.

Der Zweck dieser Arbeit bestand darin, an einer größeren Anzahl gesandeter Aluminiumflächen, die mit Sand verschiedener Korngröße behandelt waren, die Winkelverteilungen des Reflexionsvermögens für das Spektralgebiet von $1-7\mu$ nachzumessen und ihre Abhängigkeit von der Korngröße sowie die Beeinflussung durch Alterung, Verschmutzung und mechanische Verletzung festzulegen. Darüber hinaus sind verschiedene auf der optischen Schleifmaschine mit Schmirgel verschiedener Korngröße gerauhte Flächen untersucht worden.

2. Die Meßapparatur (s. Abb. 1) bestand aus dem von SIEBER [2], [3] gebauten Monochromator mit zweckmäßig gewähltem Goniometervorsatz. Als Strahlungsquelle diente ein Nernstbrenner, als Empfänger ein HASE-Thermoelement mit Flußspatfenster.

Der Monochromator benutzt zwei 30° -Flußspatprismen in YOUNGSCHE Aufstellung und 2 Flußspat-Plankonvexlinsen, die wegen der chromatischen Fokussdifferenzen durch ein Schraubengetriebe nachgestellt werden. Der mittels Flußspatlinse auf dem Fängerplättchen des Vakuumthermoelementes abgebildete Austrittsspalt sitzt auf dem schwenkbaren Spektrometerarm, er ist als austauschbarer Festspalt ausgebildet. Der Eintrittsspalt ist variabel, er dient in der üblichen Art und Weise als Regler für den eintretenden Energiestrom. Wegen der großen thermischen Empfindlichkeit ist das gesamte Spektrometer mehrfach wärmeisoliert eingepackt.

Das Thermoelement muß wegen der bekannten Undichtigkeit der aufge kitteten Flußspatfenster dauernd an einer zweistufigen Quecksilberdiffusionspumpe betrieben werden. Als Meßinstrument dient ein ZERNIKE-Spiegelgalvanometer Zc von Kipp und Zonen, das mit einem Autokollimationsfernrohr von 125 cm Brennweite mit Okularmikrometer abgelesen wird. Da nur in Nachtstunden gemessen werden kann,

ist die Ruhelage des Instrumentes sehr stabil, die Nulleinstellung wanderte lediglich aus thermischen Gründen langsam, um etwa 1,5 Skalenteile je Stunde.

Die Goniometereinrichtung besteht aus einem stabilen, zweimal radial und achsial in Kugeln gelagerten Drehtisch, der mit einer Kreisteilung von etwa 30 cm Radius versehen ist, so daß eine Ablesung auf $1/10^\circ$ gewährleistet wird. Der Drehtisch trägt auf Prismenschienen die zu untersuchende Probe in einem allseitig verstellbaren Halter, den Nernstbrenner und

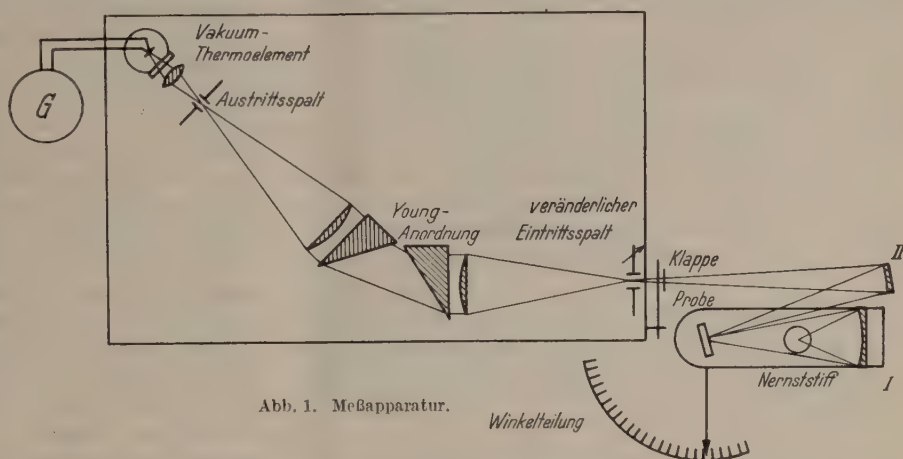


Abb. 1. Meßapparatur.

den allseitig neigbaren Beleuchtungsspiegel I. Dieser bildet den Nernststift auf der zu untersuchenden Aluminiumprobe ab, ein zweiter Spiegel II bildet die angestrahlte Probenstelle auf dem Eingangsspalt ab; der zweite Spiegel ist mit dem Spektrometer starr verbunden. Die Justierung der einzelnen Elemente muß stets so erfolgen, daß die von der Nernststiftstrahlung getroffene Probenstelle genau in der Drehachse liegt, damit ihre Abbildung auf dem Spektrometerspalt nicht wandert. Weiterhin muß die Abbildung erheblich größer sein, als der breiteste benutzte Spalt. Je nach Stellung der gerauhten Probe fläche ist ein verschieden großer Teil der Probe an der Energielieferung beteiligt. Es kommen daher nur ganze gleichmäßige Stellen der Aluminiumplatte in Frage, die sorgfältig ausgesucht werden müssen. Hierzu dient ein etwa 10fach vergrößerndes Mikropyrometer, mit dem das Nernststiftbild durchmustert wird. Der Nernststift strahlt nach Messungen verschiedener Autoren [6], [7] schwarz oder zum mindesten grau, so daß er also — dem LAMBERTSchen Gesetz folgend — als gleichmäßig leuchtende Rechteckfläche erscheint. Tatsächlich erwiesen sich die speziell hergestellten Probenflächen im allgemeinen als genügend gleichmäßig; Abweichungen von mehr als 1% konnten nie bemerkt werden.

3. Bei der Herstellung der Proben wurde von reinem Aluminiumblech (99,9% Al) ausgegangen, das zunächst plangedreht und dann mit der Schwabbel-scheibe soweit wie möglich hochglänzend poliert wurde. Diese Flächen wurden mit der Lupe auf unreine Stellen untersucht und bei Freiheit davon dem

Aufrauungsprozeß unterworfen. Er bestand entweder in einer Behandlung mit Quarzsand und Sandstrahlgebläse oder im Behandeln mit Schmirgel auf der optischen Schleifbank. Beim Sandstrahlen wurde darauf geachtet, daß der Sandstrahl etwa in Richtung der Flächennormale auftraf. Abweichungen bis zu 25° von der Normalrichtung hatten übrigens keinerlei Einfluß auf die Meßergebnisse.

Nach dem Aufrauen wurden die Flächen wiederholt mit scharfem Wasserstrahl abgespritzt und dann nach Baden in Azeton getrocknet und im Exsikkator aufbewahrt. Die einzelnen Flächen sind dann relativ gut reproduzierbar; bei gesandstrahlten Flächen kann man mit etwa 3–4% Streuung des Reflexionsvermögens rechnen. Die optisch geschliffenen Flächen erreichen nur eine Reproduzierbarkeit von etwa 10% des Reflexionsvermögens. Das liegt vermutlich daran,

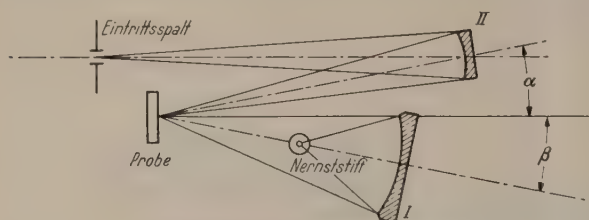


Abb. 2. Ein- und Abstrahlverhältnisse.

daß es nicht möglich ist, Schleifmittelreste und Metallabrieb restlos zu entfernen. Auch Auskochen mit Wasser ergibt keine wesentlich besseren Ergebnisse.

4. Um vor irgendwelchen — mechanisch oder thermisch bedingten — Verschiebungen z. B. der Lichtquelle gesichert zu sein, wird unmittelbar vor der Nernststiftoberfläche eine Stahlnadel als Marke angebracht, deren Bild auf einer entsprechenden Gegenmarke unterhalb des Eintrittsspalt gehalten wird.

Darüber hinaus wird zu Beginn und Schluß eine jede Meßreihe bei etwa $0,7\mu$ an die Verteilung einer frisch hergestellten MgO-Aufblackschicht angeschlossen. Diese Schicht hat eine von HENNIG und HEUSE [8] sehr genau vermessene LAMBERT-Verteilung. Leider ist sie nur im Sichtbaren bekannt, so daß sie, wie übrigens auch wegen der großen Empfindlichkeit der MgO-Schicht, als Normal im Ultraroten nicht verwendet werden kann. Zur Verwendung kommt vielmehr als Zwischennormal eine gesandete Aluminiumfläche grober Körnung, die zunächst bei Beleuchtung unter 10° durch Vergleich mit einem Silberspiegel geeicht wird, wobei ein rotierender Sektor zwischengeschaltet wird. Die Umrechnung zwischen diffusen und spiegelndem RV ergibt sich nach folgender Überlegung:

Die vom Spiegel I auf die Probe gestrahlte Energie J_1 wird bei dem Silberspiegel in einem ebenso großen Raumwinkel zurückgestrahlt, bei der diffus reflektierenden Fläche in den ganzen Halbraum verteilt. Ein Punkt der angemessenen Probenstelle erhält seine Energie aus einem Raumwinkel Ω_1 , der Spiegel II empfangt Energie aus einem Raumwinkel Ω_2 .

Der Silberspiegel habe das spiegelnde Reflexionsvermögen S , die Probe das diffuse RV. R. Der Sektor lasse einen Bruchteil D der auffallenden Strahlung durch. Auf den Eingangsspalt fällt dann bis auf einen konstanten Faktor bei Benutzung des Silberspiegels:

$$J_2 = J_1 \cdot \frac{\Omega_2}{\Omega_1} \cdot S \cdot D$$

und bei Benutzung der diffus reflektierenden Probe

$$J_3 = J_1 \cdot \frac{\Omega_2}{2\pi} \cdot R.$$

Daraus ergibt sich dann sofort

$$R = \frac{J_3}{J_2} \cdot \frac{2\pi}{\Omega_1} \cdot S \cdot D.$$

Setzt man Proportionalität zwischen Ausschlag und Energie voraus, so kann an Stelle des Energieverhältnisses das Ausschlagsverhältnis treten. Dabei ist R das diffuse Teilreflexionsvermögen bezogen auf die Ein- und Ausstrahlungsverhältnisse, die durch die Lage der 2 Hohlspiegel zur angemessenen Stelle der Probe festgelegt sind (Abb. 2). Wollte man z. B. — für die Untersuchung von Baustoffen oder Anstrichen — aus dem ermessenen R auf die monochromatische Albedo des Prüflings schließen, so wäre es nötig, die Abweichung der Winkelverteilung vom LAMBERTschen Gesetz zu berücksichtigen, wollte man also sehr verschiedene Proben untersuchen, so müßte entweder die Abweichung der Winkelverteilung für jede Probe bekannt sein, oder man müßte einen Integrator nach Art eines Kugelphotometers verwenden, der erhebliche energetische Verluste bedingt¹. Um einen genaueren Überblick zu erhalten, wird in dieser Arbeit eine Beleuchtung unter verschiedenen Winkeln benutzt; es zeigt sich, daß alle untersuchten Flächen nur sehr geringe Anteile gerichteter Reflexion besitzen.

Da die Messungen stets gegen die mit dem Silberspiegel geeichte und dann eingehend vermessene Normalfläche erfolgen, muß also für diese Normalfläche das Teilreflexionsvermögen für alle vorkommenden Beleuchtungs- und Abstrahlverhältnisse genau ermittelt werden. Es muß also bei allen Wellenlängen für jedes vorkommende β eine Kurve vorliegen, die R als Funktion des Abstrahlwinkels α angibt. Dabei muß außerdem berücksichtigt werden, daß α und β zwar in der gleichen Ebene liegen, daß aber der Spiegel II eine flächige Ausdehnung hat und infolgedessen noch ein zweiter Abstrahlwinkel ϑ , dessen Ebene senkrecht zur Zeichenebene in Abb. 2 liegt, die Anzahl der Veränderlichen erhöht. Es zeigt aber, daß eine Reihe von Variablen unberücksichtigt bleiben können.

Die Wellenlängenabhängigkeit beschränkt sich lediglich auf einen Faktor, die Form der Winkelverteilung ist von der Wellenlänge unabhängig. Weiter ist bei der Normalfläche der Anteil gerichteter Reflexion so gering, daß eine Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel nicht festzustellen ist, so lange er sich unter 40° hält². Das hat auch zur Folge, daß die Streuindikatrix ein Drehkörper wird, der also die wegen des endlichen großen Spiegels II notwendige Korrekturrechnung erheblich erleichtert.

Wegen der Unabhängigkeit von der Wellenlänge ist es möglich, die Indikatrix der Normalfläche mit

¹ SIEBER [3] umgeht diese Schwierigkeit dadurch, daß er einmal das Reflexionsvermögen unter symmetrischen Ein- und Ausfall bestimmt, also einen Strahlengang nach Abb. 2 anwendet und zum anderen bei senkrechter Beleuchtung den Ausfall unter 10 – 15° untersucht. Bei solchen Stoffen, die einen erheblichen Anteil gerichteter Reflexion besitzen, ergibt sich dann ein erheblicher Unterschied zwischen beiden Reflexionswerten, so daß man einen Anhalt über die Erfüllung des cos-Gesetzes gewinnt.

² Das bezieht sich natürlich auf die äußersten Strahlen des Beleuchtungsbündels.

dem sehr kleinen Spiegel II weitgehend unverändert aufzunehmen. Dabei wird auf die spektrale Zerlegung verzichtet und mit der gesamten Strahlung eines Graphitbogens gearbeitet. Das Thermoelement sitzt in diesem Falle in Quarzhülle, das Galvanometer ist das gleiche, wie oben schon beschrieben. Die Empfindlichkeit der Anordnung ist so groß, daß mit einer Spiegelgröße von 1 cm Durchmesser bei Schnittweiten von 40 cm bereits befriedigend gearbeitet werden kann. Die sich daraus ergebende völlig symmetrische Kurve (Abb. 3) stimmt im großen und ganzen mit der von MÜLLER und RÖSSLER [4] angegebenen überein, sie ist lediglich etwas schlanker und zeigt die Tendenz, bei $\alpha = 30^\circ$ ein kleines Maximum zu haben. Dieses Maximum scheint eine Eigenschaft der gesandeten Fläche zu sein; während es bei

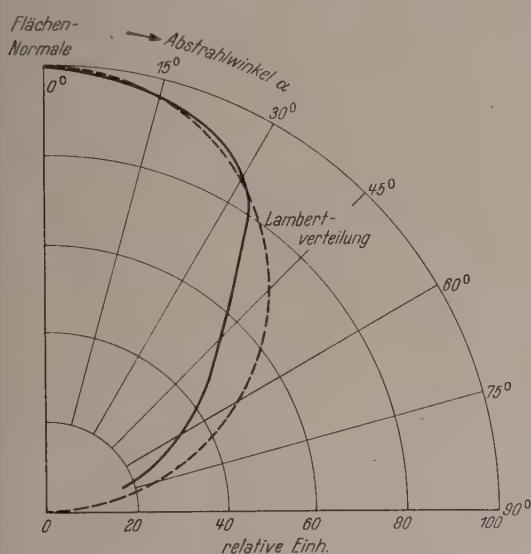


Abb. 3. Winkelverteilung der Normalfläche.

optisch geschliffenen Flächen nie auftrat, finden sich Abweichungen dafür bei allen untersuchten Sandstrahlflächen. Der Betrag des Teilreflexionsvermögens als Abhängigkeit von der Wellenlänge stimmt leider mit den von SIEBER [2] angegebenen Kurven nur grob überein (Abb. 4). Das liegt vermutlich daran, daß bei SIEBER die Fläche nicht so intensiv von Schleifmittelresten und Metallabtrieb gereinigt worden ist, wie in der vorliegenden Arbeit¹. Mit der so geeichten und wiederholt im Laufe der Messungen kontrollierten Normalfläche werden die zu untersuchenden Proben verglichen. Von jeder Probe wird unter dem Mikroskop bei streifender Beleuchtung die Korngröße ermittelt. Die Proben zeigen sich als gleichmäßige, fein granulierten Flächen mit etwa 5μ Korngröße, in der verschiedenen große, dunkel erscheinende Hügelschatten bzw. Löcher sitzen. Die Korngröße der feinen Granulationen variiert beim Übergang von der feinsten zur größten untersuchten Fläche nur zwischen 4 und 6μ .

Die mittleren Loch- bzw. Schattendurchmesser dagegen schwanken zwischen 10 und 100μ . Mittels

¹ Beim Vergleich ist zu berücksichtigen, daß SIEBER die spektrale Albedo notiert hat. Da er aber den Umrechnungsfaktor zwischen Albedo und Teilreflexionsvermögen (übrigens ebenfalls unabhängig von der Wellenlänge) angibt, ist es möglich, beide Kurven zu vergleichen. Die SIEBERSchen sind in Abb. 4 umgerechnet. Mit Flächen, die nach dem Sandstrahlen nicht mit scharfem Wasserstrahl gereinigt sind, ergeben sich Kurven, die dem von SIEBER angegebenen Verlauf näher kommen.

des Kreutzisches wird die Probe unter dem Objektiv verschoben und jeweils der Lochdurchmesser in Richtung der Kreutzischbewegung ermittelt. Die einseitige, streifende Beleuchtung erfolgt bei je etwa 250 Einzelbeobachtungen in Richtung der Kreutzischbewegung sowie unter 30° , 60° und 90° dazu, insgesamt werden also etwa 1000 Einzelmessungen zur Ermittlung der mittleren Korngröße benutzt. Die so ermittelten Korngrößenverteilungen geben aber ein unrichtiges Bild der Reflexionseigenschaften, weil die größeren „Hügel“ bzw. „Löcher“ einen größeren Flächenanteil einnehmen, als die kleinen. Es muß daher jeder Wert mit dem Quadrat seines Durchmessers multipliziert werden um den Verhältnissen angepaßte Kurven zu erhalten. Die so erhaltenen Verteilungen sehen im Prinzip alle gleich aus; auch bei den optisch geschliffenen Proben ist das Bild ähnlich; sie passen gut in GAUSS-Verteilungen. Allerdings schwankt die „feine Granulation“ bei diesen Flächen stärker. Die aus den so erhaltenen Häufigkeitsverteilungskurven ermittelten häufigsten Hügel- bzw. Lochdurchmesser werden als „Korngrößen“ benutzt.

Da die Abstände relativ stark variieren, konnten keinerlei größere Beugungserscheinungen festgestellt werden. Unter dem Mikroskop zeigen sich aber stets

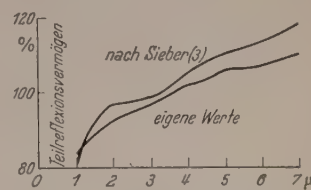


Abb. 4. Teilreflexionsvermögen der Normalfläche als Funktion der Wellenlänge.

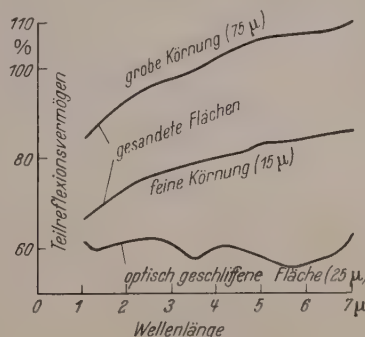


Abb. 5. Einfluß der Körnung.

kleine, von farbigen Beugungsfiguren umgebene Zentren; schon bei Betrachtung mit bloßem Auge funktelt die gesandstrahlte Fläche leicht bunt, die Zahl dieser Zentren zeigt keinen Gang mit Korngröße und Beleuchtungsrichtung, so daß geschlossen werden darf, daß auch im Ultraroten derartige kleine Zentren mit kleinen Beugungsfiguren, aber keine großen, die Streuung beeinflussenden Beugungserscheinungen auftreten.

6. Die erhaltenen Ergebnisse lassen sich aus den Abb. 5—11 ersehen. Der Gang des Teilreflexionsvermögens mit der Wellenlänge (dargestellt in Abb. 5) ist von der Korngröße bis auf einen konstanten Faktor unabhängig, ändert sich dagegen mit der Bearbeitungsart erheblich. Die Streuindikatrix wird mit abnehmender Korngröße immer mehr wellenlängenabhängig, bei zunehmender Wellenlänge wird das Streuvermögen kleiner. Abb. 6 zeigt zwei Verteilungskurven, die an verschiedenen gekörnten Al-Flächen ermittelt sind. Wie in allen Verteilungskurven ist in

dieser Abbildung das Teilreflexionsvermögen für senkrechten Ausfall gleich 100 gesetzt worden. Ein noch

Austrittsspiegel hat eine Größe von $< 5^\circ$. Die Streukurven sind demnach noch durch die Bündelbreiten

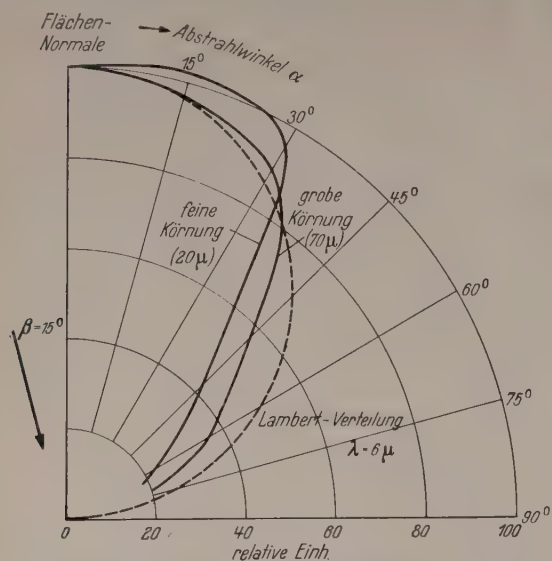


Abb. 6. Einfluß der Körnung auf die Winkelverteilung im Ultraroten.

deutlicheres Bild geben die Kurven der Abb. 7. Hier ist das Verhältnis R_{\max}/A zwischen Maximal-Teilreflexionsvermögen und Albedo über der Wellenlänge aufgetragen. Abb. 8 gibt bei der feinsten untersuchten Körnung von 15μ die Abhängigkeit der Streukurve vom Beleuchtungswinkel. Die Albedo bleibt dabei in erster Näherung konstant. In Abb. 8 ist nur der dem Beleuchtungskegel abgewandte

Quadrant aufgetragen, der auch allein vermessen ist. Der interessierende Teil des Beleuchtungsquadranten

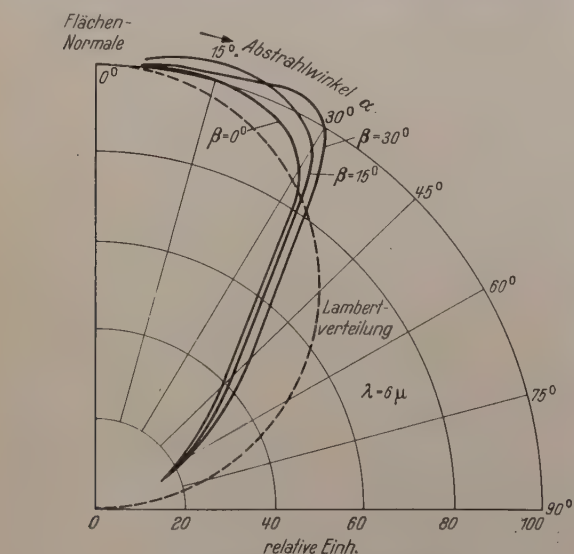


Abb. 7. Verhältnis zwischen maximaler Teilreflexion und Albedo bei verschiedenen Wellenlängen.

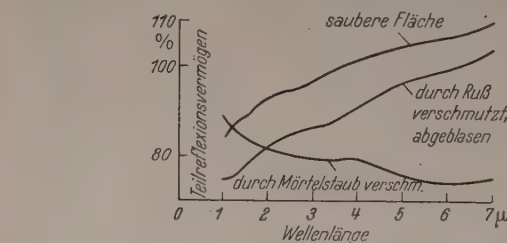


Abb. 9. Einfluß von Verschmutzungen.

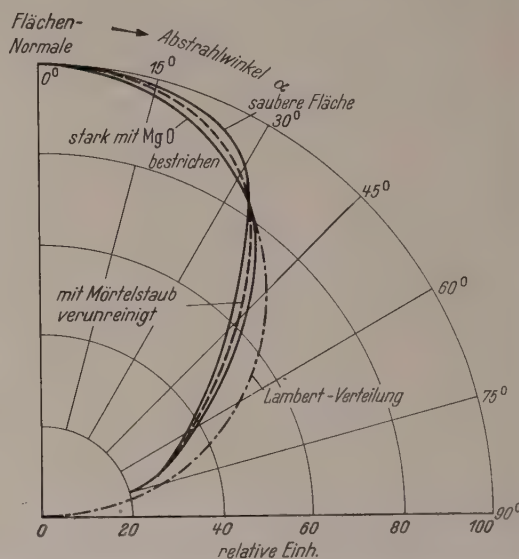


Abb. 10. Einfluß von Verschmutzungen auf die Winkelverteilung.

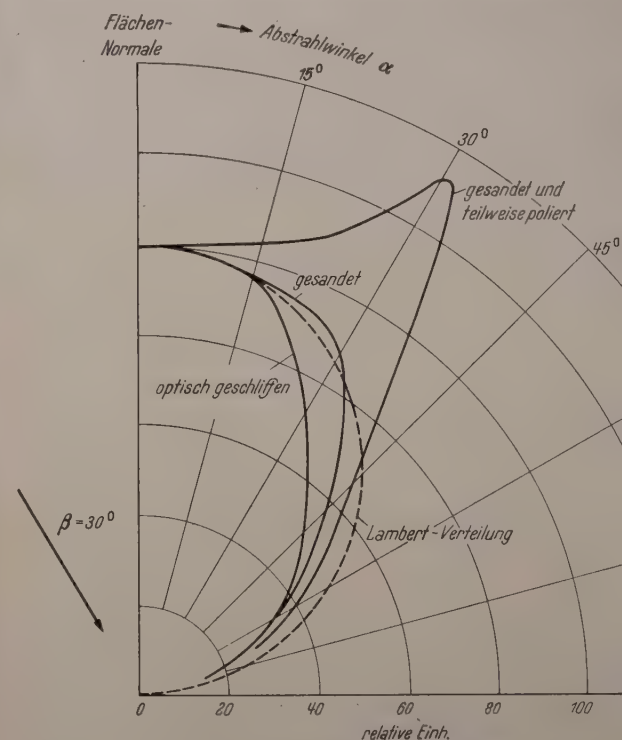


Abb. 11. Einfluß der Oberflächenverletzung.

kann nicht vermessen werden, da sich dort stets der Beleuchtungsapparat befinden muß.

Die angegebenen Kurven sind zunächst ermessen mit einem Beleuchtungskegel von 12° Öffnung, der

verschmiert. Eine rechnerische Reduktion auf unendlich schmale Bündel ist mit so großen Schwierigkeiten verbunden, daß im allgemeinen versucht wurde, möglichst durch apparative Maßnahmen das Winkel

flösungsvermögen zu steigern. Eine Verkleinerung der Bündelöffnungen bedeutet aber eine Energie- und damit Ausschlagsverkleinerung, die durch breitere Elektrometerspalte und die Verwendung heißer Lichtquellen (Graphitbogen) vor allem im Spektralgebiet oberhalb $4,5\mu$ nur teilweise ausgeglichen werden kann. Da aber die Kenntnis der nicht verschmierten Verteilung des Reflexionsvermögens nicht unbedingt erforderlich ist, wird nur in einigen Fällen die auf unendlich schmale Bündel bezogene Kurve gemittelt. Dabei wird die mit den kleinsten, energetisch am besten vertretbaren Spiegeln erhaltene Abhängigkeit spektraler noch weiter entzerrt¹. Die Abweichungen sind nicht sehr groß, sie treten lediglich an den scharfen Ecken der Verteilungskurven für die Proben mit einer Korngröße stärker in Erscheinung.

Die Einflüsse der Verschmutzung zeigen die Abb. 9, 10 und 11, Abb. 9 gibt die Abhängigkeit des Teilreflexionsvermögens unter den Verhältnissen der Abb. 2 von der Wellenlänge bei sauberer und durch Kohlenstaub erheblich verschmutzter Oberfläche. Ein Einfluß auf die Streukurve war nicht festzustellen. Die dritte Kurve zeigt die Einflüsse durch Verschmutzung mit Kalk bzw. Mörtelstaub. In diesem Bereich zeigt sich nach Abb. 11 eine geringe Abhängigkeit der Streuindikatrix. Behandelt man schließlich eine gesandete Fläche mit der Polierscheibe, so gelingt es, jeden gewünschten Übergang zwischen diffuser und spiegelnder Reflexion herzustellen, allerdings sind die so hergestellten Schichten ziemlich stark wellenlängenabhängig; bei größerer Wellenlänge tritt der Übergang zum spiegelnden RV früher in Erscheinung. In Abb. 11 ist eine derartige Kurve angegeben, zum Vergleich ist eine Streukurve an einer optisch geschliffenen Fläche angegeben.

¹ Es kommt ein Verfahren zur Anwendung, das auf Extrapolation auf die Spiegelgröße Null und Prüfung durch numerische Integration beruht.

Zusammenfassung.

An gesandeten Aluminiumflächen wird die Wellenlängenabhängigkeit des diffusen Reflexionsvermögens und die Streuindikatrix unter verschiedenen Ein- und Ausfallsbedingungen untersucht. Die Einflüsse der Korngröße, verschiedener Verschmutzungen und mechanischer Beschädigungen werden angegeben.

Danach sind möglichst grob gesandete Flächen als Normalflächen im untersuchten Spektralgebiet von $1-6\mu$ geeignet. Die Indikatrix hängt dann von der Wellenlänge nur in geringem Maße ab und die Beleuchtungsrichtung hat keinen wesentlichen Einfluß. Die Flächen sind gegen Verschmutzung und mechanische Beschädigung relativ empfindlich. Einflüsse der Atmosphäre, etwa in Form einer langsamen Korrosion, ließen sich dagegen über einen Zeitraum von 2 Jahren nicht feststellen.

Die Arbeit geht auf eine Anregung von Herrn Dr. SIEBER zurück und wurde im Institut für Technische Physik der T. H. Hannover mit der freundlichen Erlaubnis von Herrn Prof. HASE begonnen. Herr Prof. CARTO gestattete nach einer kriegsbedingten Unterbrechung die Beendigung der Arbeit im Physikalischen Institut der T. H. Braunschweig. Allen genannten Herren bin ich für ihr freundliches Interesse zu herzlichem Dank verpflichtet, darüber hinaus einer großen Zahl Herren aus der Industrie für ihre Hilfe bei der Beschaffung des Probenmaterials.

Literatur. [1] HELLWIG, H. J.: *Licht* **4**, 135 (1934); **5**, 33 (1935). — [2] SIEBER: *Z. techn. Phys.* **22**, 130 (1941). — [3] SIEBER: *Diss. Hannover* 1939. — [4] MÜLLER u. RÖSSLER: *Z. techn. Phys.* **24**, 140 (1943). — [5] HASE: *Z. techn. Phys.* **13**, 145 (1932). — [6] COBLENTZ: *Bull. Bur. Stand.* **4**, 533 (1908). — [7] WIEGAND: *Z. Phys.* **30**, 40 (1924). — [8] HENNIG u. HEUSE: *Z. Phys.* **10**, 11 (1922); **20**, 132 (1923).

Dr.-Ing. J. EULER, Braunschweig,
Physikalisches Institut der Technischen Hochschule,
Mühlenpfordtstr. 307.

Zur Physik der Milchbestrahlungsgeräte.

Von JOSEF BRANDMÜLLER, München.

Mit 12 Textabbildungen.

(Eingegangen am 5. August 1949.)

1. Die Milchbestrahlung und ihre Geräte.

Bestrahlt man Milch mit UV-Strahlen des Wellenlängenbereichs 2300 bis 3000 AE, so wandelt sich in ihr das Provitamin 7-Dehydrocholesterin photochemisch in das antirachitische Vitamin D₃ um. UV-bestrahlte Milch wird zur Rachitis-Prophylaxe- und Therapie angewandt. SCHEER [1] und SCHOLL haben in Zusammenarbeit mit der Firma Steinheil ein Gerät entwickelt, mit dem seit 1940 die gesamte Trinkmilch in Frankfurt a. M. bestrahlt wird. Die Anordnung dieses Gerätes ist folgende: In der Längsrichtung eines horizontalen, zylinderförmigen Gefäßes (Abb. 1) befindet sich eine Quecksilberhochdrucklampe S 700 der Quarzlampengesellschaft Hanau. Die Milch fließt an der inneren, konkaven Seite des Zylinders auf einem Film von 0,5 bis 1 mm Dicke mit einer Geschwindigkeit von etwa 60 cm sec^{-1} bei einem

Stundendurchsatz von 800 Ltr. je Std bei der neuesten Ausführung. Die Bestrahlungsdauer beträgt etwa $\frac{1}{2}$ sec. LEMBKE [2] hat in Verbindung mit der Firma Siemens in neuester Zeit ein anderes Gerät entwickelt. Er läßt die Milch durch je 2 Reihen gerader, senkrecht stehender Quarzrohre von 1 cm lichter Weite und 2 m Länge, die oben und unten durch bogenförmige Stücke miteinander verbunden sind, fließen (Abb. 2). Die mittlere Geschwindigkeit der Milch beträgt 130 cm sec^{-1} . Die ebenfalls senkrecht angeordneten UV-Strahler, die in diesem Fall Quecksilberniederdrucklampen sind, stehen zwischen den einzelnen durch die Quarzröhren gebildeten Reihen.

Für den Grad der Vitaminisierung von UV-bestrahlter Milch sind die Energie- und Strömungsverhältnisse in diesen Geräten von entscheidender Bedeutung. Über beide soll hier berichtet werden.

2. Die Energieverhältnisse.

a) Leuchtröhrenrechnung.

Aus der geometrischen Gestalt beider Geräte kann zunächst berechnet werden, welcher Teil der vom Brenner emittierten Strahlungsleistung auf die Milchoberfläche auftrifft. Der Quecksilberbrenner habe im

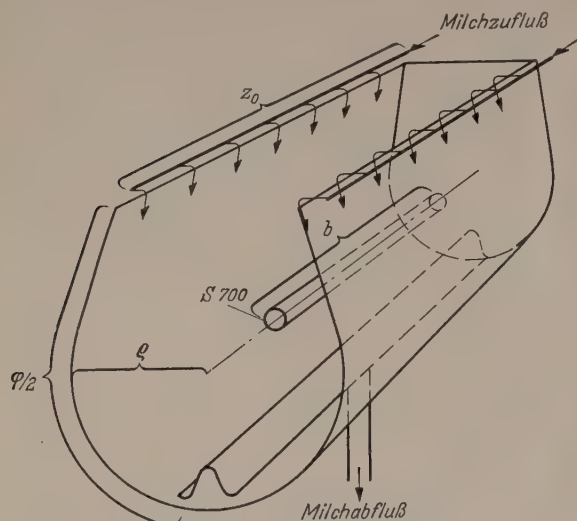


Abb. 1. Steinheil-Scheer-Gerät.

vitaminisierenden Wellenlängenbereich (vgl. Abb. 6) von 2300 bis 3000 AE einen Strahlungsfluß S , der in Watt angegeben werden kann. S ist also die Strahlungsleistung, die vom Brenner in den ganzen Raum

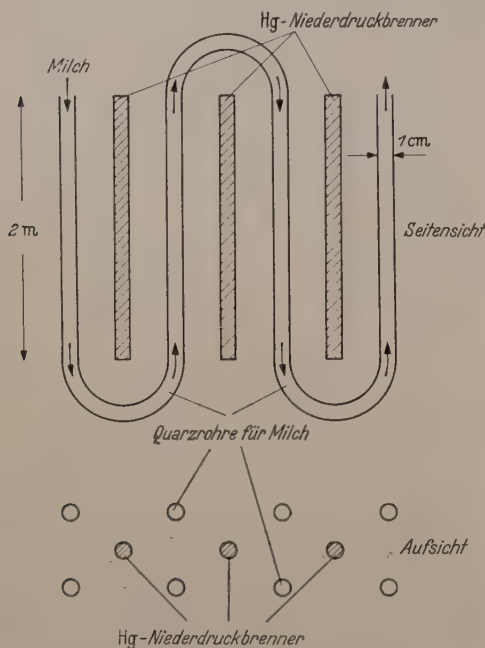


Abb. 2. Siemens-Lembke-Gerät.

ausgestrahlt wird. Ist b die Länge des Lichtbogens des Brenners, so ist der Strahlungsfluß je Längeneinheit S/b . In nicht zu großer Nähe der beiden Brennerenden kann diese Größe über die Brennerlänge als konstant angenommen werden, wie entsprechende Versuche zeigten. Die Strecke dx des Brenners sendet einen Strahlungsfluß

$$dS = \frac{S}{b} dx \quad (1)$$

in den ganzen Raumwinkel 4π . In dem Raumwinkel ω unter dem die Fläche dF im Abstand y erscheint (Abb. 3), beträgt dann der Strahlungsfluß $\frac{\omega}{4\pi} dS$. Die Bestrahlungsstärke dB der elementaren Fläche dF wird dann

$$dB = \frac{\frac{\omega}{4\pi} dS}{\omega y^2} = \frac{dS}{4\pi y^2} \quad (2)$$

Nun fällt aber im allgemeinen die Strahlung nicht senkrecht auf die Milchoberfläche auf. Es muß also die Bestrahlungsstärke der Fläche dF_0 von Abb. 3 betrachtet werden. Der Winkel zwischen dF und dF_0 sei i . Die elementare Bestrahlungsstärke dB der Fläche dF_0 des Milchfilms im Abstand y von dx beträgt somit aus (1) und (2)

$$dB = \frac{S}{4\pi b} \cdot \frac{\cos i}{y^2} dx \quad (3)$$

Es ist günstiger an Stelle der Längenkoordinate x des Brenners den Einfallswinkel i der Strahlung auf die Milchoberfläche als unabhängige Variable einzuführen. Ist ϱ der senkrechte Abstand des Milchfilms vom Lichtbogen (Abb. 1), so wird schließlich

$$dB = - \frac{S}{4\pi b \varrho} \cos i di \quad (4)$$

Die gesamte unter verschiedenen Winkeln i auf die Fläche dF_0 aufgestrahlte Leistung vom ganzen Brenner, also die Bestrahlungsstärke, erhält man durch Integration von (4) über alle möglichen Werte von i zu

$$B = \frac{S}{4\pi b \varrho} \left(\sin \arctg \frac{z+b/2}{\varrho} - \sin \arctg \frac{z-b/2}{\varrho} \right) \quad (5)$$

z bedeutet dabei die Ortskoordinate der Fläche dF_0 auf dem Milchfilm. Für die verschiedenen z -Werte stellt (5) die Verteilung der aufgestrahlten Leistung entlang der Breite des Milchfilms dar. Danach ist die Bestrahlungsstärke des Milchfilms über der Mitte des Brenners etwa um den Faktor 3 größer als über den Brennerenden. Integriert man den Ausdruck für B über die ganze bestrahlte Fläche des Milchfilms, so erhält man die Strahlungsleistung $G = \int B dF_0$, die auf die Milchoberfläche auftrifft, zu

$$G = \frac{\varphi \varphi}{2\pi b} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b+z_0}{2\varrho} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{b-z_0}{2\varrho} \right)^2} \right) \cdot S \quad (6)$$

φ ist der Winkel, unter dem die bestrahlte Milchoberfläche in einer Ebene senkrecht zum Brenner erscheint (Abb. 1). z_0 ist die Breite des Milchfilms. Dividiert man G durch die gesamte Fläche des Milchfilms, so erhält man die mittlere Bestrahlungsstärke

$$\bar{B} = \frac{1}{\pi b z_0} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b+z_0}{2\varrho} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{b-z_0}{2\varrho} \right)^2} \right) \cdot S \quad (7)$$

b) Anwendung auf das SCHEER-Gerät.

Für das Gerät von SCHEER gelten folgende Zahlenwerte: $\varrho = 15$ cm, $\varphi = 224^\circ = 3,9$; $b = 18$ cm und

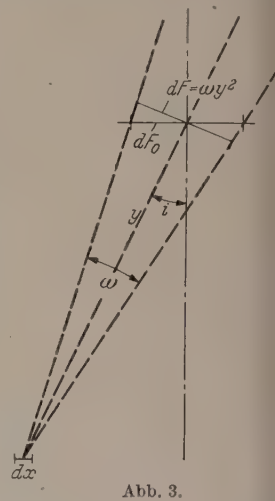


Abb. 3.

= 38 cm. Mit diesen Werten erhält man aus (6) 1 (7)

$$G = 0,48 S \quad \text{bzw.} \quad \bar{B} = 0,21 \cdot 10^{-3} S. \quad (8)$$

er auf die Milch auftreffende Strahlungsfluß G trägt also 48% des Strahlungsflusses S . Nun wird er ein Teil der auf die Milch auftreffenden Strahlungsleistung an der Oberfläche wieder reflektiert, an also für die Vitaminisierung nicht in Frage kommen. Dieser reflektierte Anteil hängt wesentlich vom Einfallswinkel i ab. Nach SUPPLEE und DORR [3] ist die Reflexion von UV-Strahlen an der Oberfläche von der gleichen Größenordnung wie an einer Wasseroberfläche. Die Reflexion nimmt mit abnehmendem Einfallswinkel. Nach Zahlenangaben dieser Verfasser ist Abb. 4 gezeichnet. Von der aufgestrahlten Bestrahlungsstärke dB dringt also ein gewisser Bruchteil in die Milch ein. Der je cm^2 dringende Strahlungsfluß sei B' , dann ist

$$dB' = \alpha dB, \quad (9)$$

bei α einen Eindringfaktor darstellt, der eine Funktion des Einfallswinkels ist und nur tabellarisch aus Abb. 4 angegeben werden kann. Um B' zu erhalten, kann nun nicht mehr allgemein integriert, sondern muß graphisch für die betreffenden Zahlenwerte integriert werden. Um den entsprechenden Strahlungsfluß, der in die Milch tatsächlich eindringt, zu berechnen, muß abermals graphisch integriert werden. Unter Berücksichtigung dieser Reflexion an der Oberfläche erhält man dann aus (8) die Werte

$$G' = 0,38 S \quad \text{bzw.} \quad \bar{B}' = 0,16 \cdot 10^{-3} S. \quad (10)$$

wird also ungefähr 10% von S oder 20% von G der Milchoberfläche reflektiert.

Zur zahlenmäßigen Berechnung des Strahlungsflusses S des Brenners S 700 im vitaminisierenden Wellenlängenbereich geben MEYER und SEITZ [4] weitere Angaben. Nach diesen ist die absolute spektrale Intensitätsverteilung dieses Brenners in Abb. 5 gekennzeichnet. Die Strahlungsleistung einer einzelnen Linie sei S_λ . Nun ist aber nicht jede Wellenlänge im vitaminisierenden Bereich gleich wirksam. Als relative Wirksamkeitskurve der verschiedenen Wellenlängen ist die Ergosterin (Provitamin D 2)-Absorption im UV in Abb. 6 aufgetragen. Die Absorption von 7-Dehydrocholesterin stimmt nach ROCKMANN [5] im UV mit der von Ergosterin überein. Jede Wellenlänge des Brenners geht also nur mit einem bestimmten Gewicht ein. Aus Abb. 6 kann man einen relativen Gewichtungsfaktor β_λ für jede Wellenlänge entnehmen, wenn man der maximal wirksamen Linie 2800 AE den Gewichtungsfaktor 1 zuschreibt. Der auf die Linie 2800 AE bezogene wirkende Strahlungsfluß S ist dann

$$S = \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} S_{\lambda} = 12,6 \text{ Watt}. \quad (11)$$

damit werden die Größen G von (8) und (9)

$$\left. \begin{aligned} G &= 6,05 \text{ Watt} \quad \text{bzw.} \quad \bar{B} = 2,65 \text{ mWatt cm}^{-2}, \\ G' &= 4,8 \text{ Watt} \quad \text{bzw.} \quad \bar{B}' = 2,02 \text{ mWatt cm}^{-2}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

c) Anwendung auf das LEMBKE-Gerät.

Bei diesem Gerät ist keine genaue Berechnung der Energieverhältnisse möglich, sondern nur eine Ab-

schätzung. Nach Abb. 2 fällt auf ein Milchrohr Strahlung von mehreren Brennern. Ist die Reihe der milchdurchflossenen Quarzrohre in einem Abstand von 5 bis 6 cm von der Reihe der Brenner entfernt, so

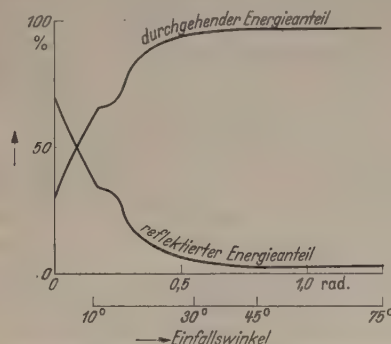


Abb. 4. Reflexion von UV-Strahlen an einer Milchoberfläche in Abhängigkeit vom Einfallswinkel i .

kann man (mit $b = z_0 = 200 \text{ cm}$) aus (6) näherungsweise die auf die Milchoberfläche eines Rohres auftreffende Strahlungsleistung berechnen zu $G = 0,04 S$

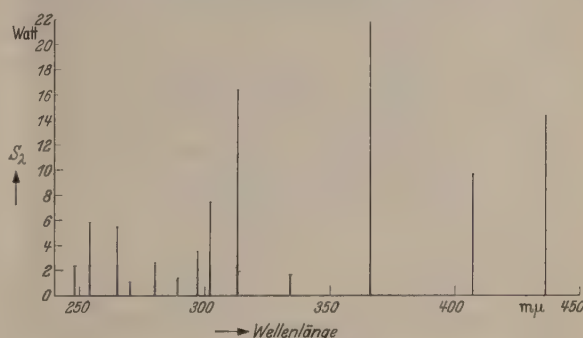


Abb. 5. Spektrale Intensitätsverteilung des Hg-Brenners S 700.

und aus (7) die mittlere Bestrahlungsstärke $\bar{B} = 0,13 \cdot 10^{-3} S$.

LEMBKE verwendet Quecksilberniederdruckbrenner mit einer Leistungsaufnahme von 59 Watt. Solche

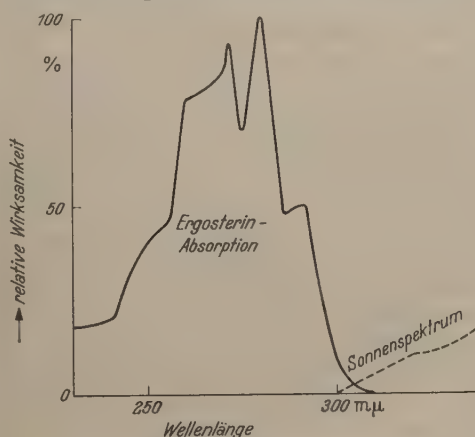


Abb. 6. Ergosterin-Absorption.

Niederdruckbrenner strahlen praktisch nur die Linie 2537 AE aus. Ein gebräuchlicher Wert für die Strahlungsausbeute, also das Verhältnis von aufgenommener Leistung eines Niederdruckbrenners zu seiner abgestrahlten Lichtleistung ist etwa 10%. Berücksichtigt man den oben erwähnten relativen Gewichtungsfaktor für die Linie 2537 AE, so beträgt der auf die Linie 2800 AE bezogene Strahlungsfluß S

etwa 2,7 Watt. Damit wird

$$G = 0,11 \text{ Watt} \quad \text{bzw.} \quad \bar{B} = 0,4 \text{ mWatt cm}^{-2}. \quad (13)$$

Aus dem Vergleich der entsprechenden Zahlen in (12) und (13) darf noch kein Schluß auf das Verhältnis der Vitaminisierungsleistung der beiden Geräte gefolgert werden. Für diese ist letztlich die Strahlungsenergie maßgebend, die von der Milch absorbiert wird. Man muß also noch die Bestrahlungszeit, bzw. wenn die Geschwindigkeit vorgegeben ist, den Bestrahlungsweg berücksichtigen, um von der Strahlungsleistung auf die Strahlungsenergie umrechnen zu können. Man sieht aber sofort, daß man beim zweiten Gerät wegen der kleineren Strahlungsleistung des Niederdruckbrenners einen längeren Bestrahlungsweg braucht. Es wird bei diesem Gerät die Milch durch etwa 20 Quarzrohre von je 2 m Länge gepumpt.

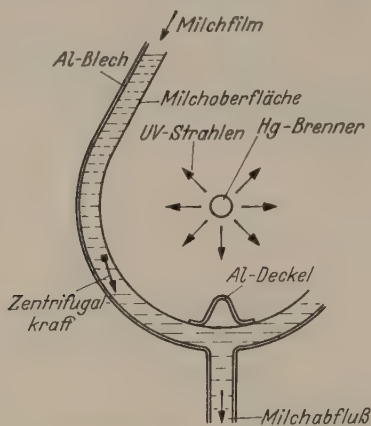


Abb. 7. Querschnitt durch das Steinheil-Scheer-Gerät.

Zur richtigen Einschätzung der Größe der Zahlenwerte von (12) und (13) sei bemerkt, daß nach WYCKOFF [6] zur Tötung von 90% Colibakterien eine aufgestrahlte Energie von 0,05 mWatt sec cm⁻² nötig sei. Zur 90 bis 100%igen Tötung aller Bakterien reicht nach MEYER und SEITZ [4] im allgemeinen eine Dosis von 7 bis 44 mWatt sec cm⁻² aus.

3. Die Eindringtiefe der UV-Strahlen in die Milch.

In erster Linie spielt für die Vitaminisierungsleistung die starke Absorption der Milch für UV-Strahlen eine entscheidende Rolle. Für diese Absorption liegen folgende Angaben vor: FRAHM [7] schreibt, daß die Eindringtiefe (= Dicke einer Milchsicht, die die Intensität auf den e -ten Teil schwächt) für den zur Vitaminisierung in Frage kommenden Wellenlängenbereich nur etwa 0,04 mm bei einem Fettgehalt von 2,7% und einem Eiweißgehalt von 3,3% beträgt. ELLIS und WELLS [8] berichten, daß nur 20 bis 40% der Energie von Strahlen im Wellenlängenbereich 2500 bis 2850 Å, die die Milch unter rechtem Winkel treffen, durch Filme von 0,02 mm Dicke hindurchgehen. Filme mit 0,11 mm Dicke lassen nur 5% oder noch weniger der einfallenden Energie im selben Wellenlängenbereich durch. Die Durchlässigkeit der Milch für UV-Strahlen nimmt im selben Maße ab, wie der Fettgehalt wächst. Die Durchlässigkeit wächst jedoch schnell in einem Wellenlängenbereich von 2800 bis 3300 Å. WOLF [9] bemerkt ebenfalls außer diesen Angaben von ELLIS und WELLS, daß gezeigt worden sei, daß nur 4% der UV-Strahlung von 2800 Å Wellenlänge die Oberfläche hinter einer Schicht von 0,2 mm Milch durchqueren. Übereinstimmend ergibt

sich somit, daß mit UV-Strahlen nur eine ganz dünne Oberflächenschicht der Milch wirksam bestrahlt wird. Die Schwierigkeit, die hier für eine ausreichende Vitaminisierung der Milch liegt, wurden bei den beiden Geräten auf verschiedene Weise zu lösen versucht. Die Strömungsverhältnisse der Milch sind ausschlaggebend dafür, wieviele Milchteilchen eine zur Aktivierung des in ihnen enthaltenen Provitamins ausreichende Zeit in die wirksam bestrahlte Randzone gelangen.

4. Die Strömungsverhältnisse.

a) Das SCHEER-Gerät.

Nach den oben angegebenen Daten für dieses Gerät und für die kinematische Zähigkeit $\nu = 0,01$ Stok für Milch von 4°C errechnet sich die mit der laminaren Grenzschichtdicke δ (nach BLASIUS [1] $\delta = 3 \sqrt{\nu x/v}$) gebildete sog. „Dicken-REYNOLDSSche Zahl“ zu $R_\delta = v \delta / \nu = 770$. Ferner wird die mit der Länge des Bestrahlungsweges b gebildete sog. „Längen-REYNOLDSSche Zahl“ $R_b = v b / \nu = 66000$. Diese Zahlen wesentlich unter den kritischen Zahlen selbst für ungünstigste Einlaufbedingungen liegen, kann noch keine turbulente Strömung vorliegen. Daran kann auch der Umstand nichts ändern, daß die Dicke des strömenden Milchfilms verhältnismäßig sehr klein ist (meist kleiner als δ). An der Grenzfläche Milch/Luft treten keine Reibungseffekte auf, infolgedessen kann die endliche Dicke des Milchfilms keinen Einfluß auf den Umschlagpunkt von laminarer in turbulente Strömung haben. Da jedoch die Milchfilmunterlage schon eine verhältnismäßig starke Krümmung hat, ist dieser Einfluß der konkaven Wandkrümmung in Rechnung zu setzen. Infolge der Zentrifugalkraft ist ein Milchteilchen bestrebt, geradlinig weiter zu fließen, anstatt der Krümmung zu folgen (Abb. 7). Dies hat zur Folge, daß die Teilchen in den der Wand entfernten Schichten zur Wand hin streben und dabei die wandnahen Schichten verdrängen. Auf diese Weise kann eine Durchwirbelung auftreten. Nach den Arbeiten von GÖRTLER [11] aber hier streng zwischen zwei- und dreidimensionalen Strömungen an konkaven Wänden zu unterscheiden. Auf irgendwelche durch äußere Einflüsse entstandene zweidimensionale kleine Störungen üben konkave Wände einen stabilisierenden, konvexe Wände einen anfachenden Einfluß aus. Andererseits zeigte GÖRTLER, daß Grenzschichtprofile an konkaven Wänden gegenüber gewissen, von außen eingepprägten dreidimensionalen Störungen instabil werden können. In der Reibung wurde hierbei voll berücksichtigt. Es handelt sich um eine Störung, die ganz analog ist zu der, die TAYLOR [12] bei der Strömung zwischen rotierenden Zylindern untersuchte. Nach der GÖRTLERSchen Rechnung ist die Stabilitätsgrenze, also jene REYNOLDSSche Zahl, bei der sich Wirbel der angesetzten Art halten können, ohne wieder abzuklingen, gegeben durch $R_\delta = v \delta / \nu \approx 16 \sqrt{\rho/\delta}$. Schon nach 2 cm Fließweg ist diese Stabilitätsgrenze erreicht, d. h. durch irgendwelche Störungen verursachte dreidimensionale Wirbel werden nicht mehr gedämpft, sondern sich halten bzw. anfacht. Die aus dieser Stabilitätsgleichung berechnete Dicke δ liegt in der Größenordnung der Milchfilmdicke. Bei den hier möglichen Wirbeln handelt es sich noch nicht um eine vollständige

Durchmischung. Es zeigt sich aber das Wesentliche, daß gerade die am nächsten der Wand gelegenen Schichten an die Oberfläche und damit in den wirklichen Bestrahlungsbereich kommen können (Abb. 8 und 9). Das Auftreten von dreidimensionalen Störungen als Voraussetzung zur Wirbelbildung erscheint durch den senkrecht zur Hauptströmungsrichtung erfolgenden Zufluß und durch die besondere Gestaltung der Einlaufbedingungen durchaus sehr wahrscheinlich.

CLAUSER und CLAUSER [13] untersuchten das Auftreten turbulenter Strömungen an konkaven Wänden. Nach ihren Messungen kann höchstens am Ende des Bestrahlungsweges im SCHEER-Gerät der Umschlag in turbulente Strömung erfolgen.

SUPPLEE und DORCAS [3] und BECK und WEKEL [14] fanden, daß die Aktivierung der Milch mit Bestrahlungsgeräten, die auf dem gleichen Prinzip beruhen, viel größer ist, als es möglich wäre, wenn es sich um eine rein laminare Strömung im gewöhnlichen Sinne handelte. Sie zeigten auch durch Experimente, z. B. durch Auftragen von Farbpartikelchen bzw. wasserunlöslichen Flüssigkeiten auf den Milchfilm, daß es sich nicht um eine rein laminare Strömung handeln könne, sondern daß offensichtlich eine Durchmischung im Milchfilm stattfindet. Der Wirkungsgrad der Vitaminisierung kann also nicht allein aus der Eindringtiefe der UV-Strahlen und der Annahme einer laminaren Strömung bestimmt werden. Infolge der Durchwirbelung wird der Wirkungsgrad erhöht.

b) Das LEMBKE-Gerät.

Nach den Daten für dieses Gerät errechnet sich die REYNOLDSSche Zahl der Rohrströmungen zu etwa 8700. Die Strömung ist also turbulent. Man ging bei diesem Gerät, um die Schwierigkeit der sehr kleinen Eindringtiefe zu überwinden, von etwa folgender Überlegung aus: Fließt die Milch durch Rohre in turbulenter Strömung, so wird ein einzelnes Milchteilchen auf dem Weg durch das Rohr infolge der Wirbelströmung bald nach innen, bald nach außen gerissen. Nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit wird sich jedes Milchteilchen eine gewisse Zeit in der äußeren Randzone aufhalten. Es ist also auf die Strömungsverhältnisse ganz in der Nähe der Wand besonderes Augenmerk zu richten.

Die Messungen, auf die im folgenden Bezug genommen wird, sind zum größten Teil an der ebenen Platte durchgeführt. Doch PRANDTL [10] zeigt und betont öfters, daß die Strömungsverhältnisse in einem Rohr bei hoher REYNOLDSScher Zahl Ähnlichkeit haben mit denjenigen an einer parallel angeströmten Platte. Erkenntnisse, die hierbei gewonnen wurden, können auch auf die Rohrströmung angewandt werden. Unter Berufung auf diese Erkenntnis können wir den BLASIUSschen Ausdruck für die laminare Grenzschichtdicke δ auch auf die Rohrströmung übertragen. x bedeute die Ortskoordinate in Richtung der Rohrachse und der Strömung. y sei die Ortskoordinate des Rohrdurchmessers; dann gilt

$$\delta = 3 \sqrt{\frac{\nu x}{v}}$$

Diese laminare Grenzschichtdicke wurde in Abhängigkeit von x berechnet und in Abb. 10 aufgetragen. Die Länge des Quarzrohres ist auch noch im Maßstab

der „Längen-REYNOLDSSchen Zahl“ $Re_x = \frac{v}{\nu} x$ und der Durchmesser im Maßstab der „Dicken-REYNOLDSS-

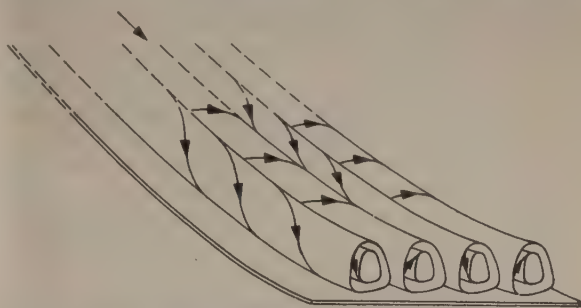


Abb. 8. Wirbelstörungen in der Strömung einer Flüssigkeit an einer konkaven Wand nach GÖRTLER [11]. Die Wirbelachsen verlaufen parallel zur Hauptströmungsrichtung.

schen Zahl“ $Re_y = \frac{v}{\nu} y$ aufgetragen. Da die kritische Längen-REYNOLDSSche Zahl $Re_x = 300\,000$ und

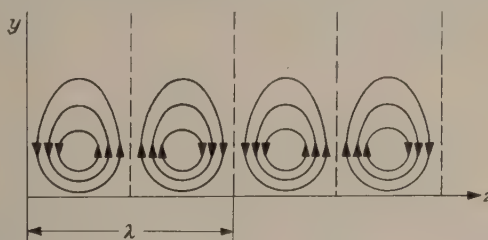


Abb. 9. Skizze des Stromlinienbildes in einem Schnitt senkrecht zur Hauptströmungsrichtung nach GÖRTLER [11].

die kritische Dicken-REYNOLDSSche Zahl $Re_y = 2000$ ist, sieht man, daß der Umschlag von laminarer in

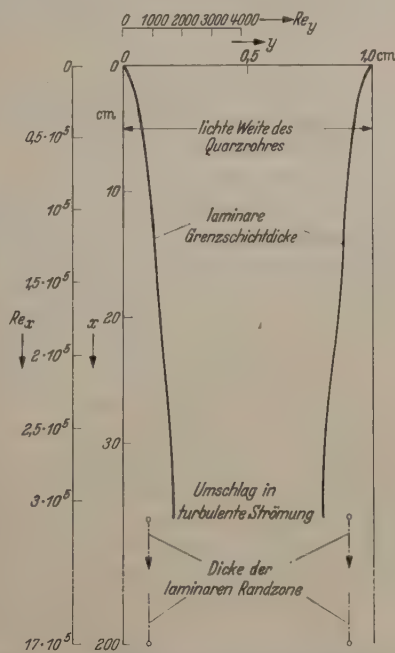


Abb. 10. Skizze zu den Strömungsverhältnissen im Siemens-LEMBKE-Gerät.

turbulente Strömung erst nach etwa 35 cm Strömungsweg im Rohr erfolgt.

Bei jeder turbulenten Strömung bildet sich ganz in Wandnähe eine schmale Zone aus, in der die Strömung einigermaßen laminar erfolgt. Eingehende Messungen über diese auch „laminar sublayer“ oder

„Honigschicht“ genannte laminare Randzone gibt DRYDEN [15] an, Seine Messungen sind an einer ebenen Platte und mit einer Luftströmung ausgeführt. In unserem Geschwindigkeitsbereich können ohne Bedenken Ergebnisse von Luftströmungen auf Flüssigkeitsströmungen übertragen werden. Man kann aus den DRYDENSchen Messungen folgendes entnehmen: Bis zu einer Längen-REYNOLDSSchen Zahl Re_x von etwa 300 000 und einer Dicken-REYNOLDSSchen Zahl Re_y von etwa 2000 ist eine Strömung laminar. Das Übergangsgebiet liegt zwischen $Re_x = 400\,000$ bis 800 000 bzw. $Re_y = 2000$ bis 5000. Für $Re_y > 2000$ und $Re_x > 800\,000$ hat man eine turbulente Schicht („eddy layer“). Ganz in der Nähe der Wand, nämlich $Re_y < 1000$ bis 2000 befindet sich bei jeder turbulenten

der laminaren Randzone verwendeten wir nur die Werte bis $v/U_0 = 0,5$. DRYDEN ist nicht streng in seiner Forderung der Linearität und geht bis nahezu $v/U_0 = 0,7$ und bekommt auch natürlich größere Dicken. Unsere zu etwa 1 mm berechnete Dicke der laminar sublayer stellt also einen Minimalwert dar.

Es folgt, daß bei den Strömungsverhältnissen, die in diesem Gerät herrschen, die Dicke dieser laminaren Randzone durchaus in der Größenordnung der Eindringtiefe der UV-Strahlen in die Milch liegt. Man muß also durch geeignete Anordnungen eine oftmalige Ablösung dieser Schicht erreichen.

Zusammenfassung.

1. Für den Vitaminisierungsgrad und damit für die antirachitische Wirksamkeit UV-bestrahlter Milch sind die Energie- und Strömungsverhältnisse in den Milchbestrahlungsgeräten von Bedeutung.

2. Der auf die Milchoberfläche auftreffende Strahlungsfluß und die mittlere Bestrahlungsstärke sind beim SCHEER-Gerät größer als beim Gerät von LEMBKE. Hieraus allein darf jedoch noch kein Vergleich des Vitaminisierungsgrades angestellt werden.

3. Infolge der konkaven Wandkrümmung der Milchfilmunterlage im SCHEER-Gerät tritt eine Durchwirbelung des Milchfilmes auf, die den Vitaminisierungsgrad dadurch erhöht, daß wesentlich mehr Teilchen in die bestrahlte, sehr schmale Randzone gelangen, wie bei streng laminarer Strömung.

4. Ganz in Wandnähe bildet sich bei jeder turbulenten Strömung eine laminare Randzone aus. Diese Randzone liegt im LEMBKE-Gerät in der Größenordnung der Eindringtiefe von UV-Strahlen in die Milch. Um also in Quarzrohren fließende Milch ausreichend zu bestrahlen, muß für eine Ablösung dieser laminaren Randzone Sorge getragen werden.

5. Der Unterschied zwischen den Strömungsverhältnissen im SCHEER- und im LEMBKE-Gerät liegt also nicht so sehr darin, daß beim ersten Gerät die Strömung an sich laminar und beim zweiten Gerät turbulent ist, sondern daß beim ersten Gerät eine konkav gekrümmte Grenzfläche Milch/Luft bestrahlt wird, während beim zweiten die Bestrahlung durch ein Quarzrohr hindurch und damit an einer Grenzfläche Milch/Quarz, an der Reibungseffekte auftreten, erfolgt.

6. Ein vollständiger Vergleich der beiden Geräte kann aus den bis jetzt erschienenen Veröffentlichungen noch nicht durchgeführt werden. Ausführliche klinische Ergebnisse liegen nur für das erste Gerät vor. Seit 10 Jahren zur Bestrahlung von Milch im normalen Molkereibetrieb eingesetzt, zeigte sich, daß UV-bestrahlte Milch selbst schwerste floride Rachitis innerhalb weniger Wochen vollständig heilt und die Bestrahlung in der Milch keine störenden oder schädigenden Veränderungen hervorruft.

Herrn Prof. Dr. ROLLWAGEN bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet. Zu danken habe ich ferner Herrn EISENMANN für die Zurverfügungstellung der aerodynamischen Originalliteratur und für fruchtbare Diskussionen.

Literatur. [1] SCHEER, K.: Strahlentherapie **77**, 467 (1948). — [2] BAYHA, H., u. A. LEMBKE: Molkereiztg. (Hildesheim) **2**, 53 (1947). — [3] SUPPLEE, G. C., and J. M. DORCAS:

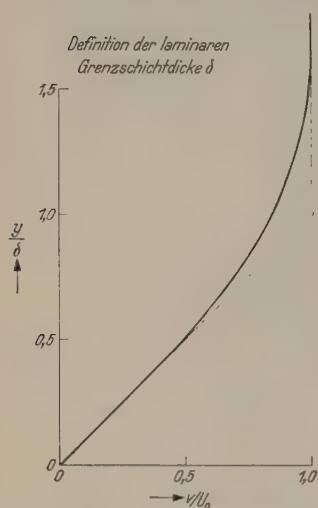


Abb. 11. Geschwindigkeitsprofil einer laminaren Strömung nach DRYDEN [15].

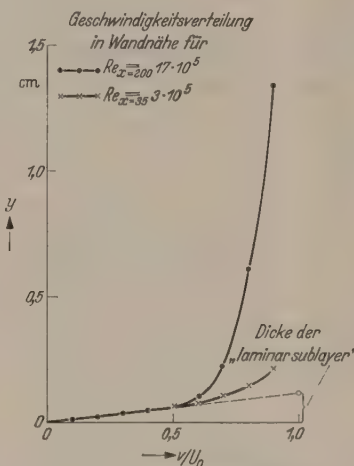


Abb. 12. Geschwindigkeitsprofil von turbulenten Strömungen nach DRYDEN [15].

Strömung, mag die Dicken-REYNOLDSSche Zahl noch so hoch sein, eine laminar sublayer, also eine Schicht, in der keine Durchwirbelung auftritt.

Zur näheren Kennzeichnung dieser laminaren Randzone sei folgendes bemerkt: In Abb. 11 ist als durchgezogene Kurve die theoretische Laminarverteilung der Geschwindigkeit, wie sie DRYDEN angibt, eingezeichnet. Als Ordinate ist dabei der Abstand von der Platte in Einheiten der laminaren Grenzschichtdicke δ aufgetragen. Die laminare Grenzschichtdicke δ ist definiert durch den Schnittpunkt der beiden gestrichelt eingezeichneten Tangenten. Am Ende des 2 m langen Quarzrohres bei LEMBKE wird die Längen-REYNOLDSSche Zahl $Re_x = 200 = 17 \cdot 10^5$. Aus den DRYDENSchen Messungen ist für diese Zahl die Geschwindigkeitsverteilung in der Wandnähe entnommen und in Abb. 12 aufgezeichnet. Verlängert man den nahezu linearen Teil dieser Kurve ($v/U_0 = 0,1$ bis $v/U_0 = 0,5$) bis zum Schnittpunkt mit der Geraden $v/U_0 = 1$, so erhält man analog zur Definition der laminaren Grenzschichtdicke δ eine bestimmte Dicke der laminaren Randzone. Am Ende des Rohres ($x = 200$) ist die Dicke dieser laminar sublayer, wie aus Abb. 12 ersichtlich, etwa 1,1 mm. In Abb. 12 ist auch für $Re_x = 35 = 3 \cdot 10^5$ die Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe eingezeichnet. Die anfänglich linearen Bereiche fallen vollständig zusammen und damit ergeben sich auch die gleichen Dicken der laminaren Randzone. Bei unserer Bestimmung der Dicke

. Dairy Sci. 17, 433, 607 (1934). — [4] MEYER, A. E. H., E. O. SEITZ: Ultraviolette Strahlen, Berlin 1942. — [5] BROCKMANN, H.: Ergebnisse der Vitamin- und Hormonforschung, Bd. 2. Leipzig 1939. — [6] WYCKOFF, R. W. G.: Gen. Physiol. 15, 351 (1932). — [7] FRAHM, H.: Molkereiztg. Hildesheim 2, 309 (1948). — [8] ELLIS, C., and A. WELLS: The chemical action of ultraviolet rays. New York: Reinhold Publishing Corp. 1941. — [9] WOLF, C.: Lait 27, 238 (1947). — [10] PRANDTL, L.: Führer durch die Strömungslehre. Braun-

schweig 1949. — [11] GÖRTLER, H.: Z. angew. Math. Mech. 20, 138 (1940). — Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl. 1941, 1. — [12] TAYLOR, G. I.: Phil. Trans. A 223, 317 (1923). — [13] CLAUSER, M., and F. CLAUSER: NACA. 1937, Nr 613. — [14] BECK, H. H., and K. G. WECKEL: Industr. Engng. Chem. 28, 1254 (1936). — [15] DRYDEN, H. L.: NACA. 1936, Nr 562.

Dr. JOSEF BRANDMÜLLER, München, Potsdamer Str. 5.

Buchbesprechungen.

Nürnberg, Werner: Die Prüfung elektrischer Maschinen. 2. Aufl., Berlin: Springer 1948. VIII, 355 S. u. 219 Abb. DMark 24.—

Das gegen die erste Auflage nur wenig geänderte Buch behandelt, offenbar auf Grund reicher praktischer Erfahrungen den Transformator, die Asynchron-, die Synchron- und die Gleichstrommaschine, den Einankerumformer und die Wechselstrom-Kommutatormaschinen. Es bietet mehr als der Titel verspricht. Es ist zwar in erster Linie für die im Ver- suchs- oder Prüffeld mit der Untersuchung von elektrischen Maschinen beschäftigten Ingenieure und Studierenden ge- schrieben, denen es eine umfassende Darstellung aller dabei durchzuführenden Versuche gibt; darüber hinaus aber liefert es jedem, der irgendwie mit elektrischen Maschinen zu tun hat, eine Fülle wichtigen Materials. Das Buch behandelt auch den Aufbau, die Wirkungsweise und die grundlegenden Eigenschaften der Transformatoren und der Maschinen; da- ß es aber wenig auf die theoretischen Zusammenhänge eingeht und oft auf die Begründung der behandelten Tatsachen ver- zichtet, ist es für den, der schon einige Kenntnisse im Elektromaschinenbau besitzt, wertvoller als für den An- fänger. Es ist sehr klar geschrieben, wenn auch in formaler Hinsicht einzelne Stellen durch strengere Fassung verbesse- rungsfähig erscheinen. Zu diesen gehört unter anderen die Angabe S. 304, daß der Spannungsfall $IR + 1,0$ sei, wobei 1,0 den Spannungsfall einer Bürste berücksichtigt; diese An- gabe ist zwar verständlich, aber ohne Festlegung der zu ver- wendenden Einheiten nicht korrekt. Dadurch wird aber der hohe Wert des Buches, das bestens empfohlen werden kann, nicht beeinträchtigt. W. SEIZ.

Stuart, H. A.: Kurzes Lehrbuch der Physik. 2. u. 3. Aufl. Ber- lin: Springer 1949. VIII, 284 S. u. 378 Abb. Gzl. DMark 15.—

Wie der Verf. in seinem Vorwort zur 1. Auflage schrieb, soll dieses kurze Lehrbuch all denen, die die Physik im Neben- fach studieren, als Leitfaden neben den Vorlesungen dienen. Die Neuauflage zeigt, daß ein gewisses Bedürfnis für ein solches Lehrbuch vorhanden ist. Diese Aufgabe, die sich der Verf. gestellt hat, ist in guter Weise gelöst. Grundsätzlich sind neue Formulierungen vermieden und der bekannte Lehr- stoff einer Grundvorlesung wird in knapper Ausdrucksweise aber doch mit guter Anschaulichkeit gebracht. Mathemati- scher Aufwand ist weitgehend vermieden, so daß auch nur sehr geringe mathematische Kenntnisse vorausgesetzt werden. Verschiedentlich überrascht die Fülle des Gebrachten, wobei wesentliche Grunderscheinungen der Physik durch kleine Randbemerkungen in ihrem physikalischen Erscheinungsbild verbessert und vertieft werden. Erfreulich ist die fast aus- schließlich Verwendung des internationalen Maßsystems. Einige kleine Mängel wären leicht abzustellen. Zum Beispiel könnten eine Reihe von Beziehungen noch etwas anschauli- cher gestaltet werden wie Abb. 31, 226, 236, 240, oder eine bessere Übersichtlichkeit der Tabelle 8. Ein Vorschlag sei dem Referenten noch auf Grund seiner eigenen Lehrerfahrung gestattet. Die Darstellung der Elektrostatik gewinnt erheblich an Verständnis durch einige gute Dimensionsbetrachtungen, wobei auch der Unterschied zwischen der Erregung \mathfrak{D} und der Feldstärke \mathfrak{E} deutlich herauskommt. — Doch sind diese Bemerkungen nur Kleinigkeiten, die den Wert des erschie- nenen kurzen Lehrbuches nicht herabmindern sollten, sondern es ist ihm eine weitere gute Aufnahme in den Studenten- kreisen zu wünschen. F. ASSELMAYER.

Finkelburg, Wolfgang: Einführung in die Atomphysik. Berlin: Springer 1948. IV, 339 S. u. 193 Abb. Brosch. DMark 28.—

Das Buch von FINKELBURG ist eine vom experimentellen Standpunkt geschriebene Atomphysik im weitesten Sinne des

Wortes. Der Verf. begründet die Notwendigkeit des Buches im Vorwort selbst damit, daß die vielen Werke über Teil- gebiete der Atomphysik die inneren Zusammenhänge zwischen diesen Gebieten nicht deutlich werden lassen. Natürlich kann eine Darstellung der Atomphysik in einem Bande von wenig über 300 Seiten nur einen Überblick geben.

Auf einige einleitende Bemerkungen über Atomphysik und atomphysikalische Forschung überhaupt folgen sechs größere Abschnitte über „Atome, Ionen, Elektronen, Kerne“, „Atompektren und Atombau“, „die quantenmechanische Atomtheorie“, „Physik der Atomkerne“, „die Physik der Moleküle“ und den „flüssigen und festen Zustand der Materie“. Die Reihenfolge ist also nicht ganz systematisch, aber für die Verständlichkeit vorteilhaft.

In dem quantenmechanischen Abschnitt werden die Grundlagen der Wellenmechanik und ihre wichtigsten grund- sätzlichen Folgerungen in der üblichen Darstellungsweise gebracht. Auch die anderen Abschnitte enthalten einfache mathematische Ableitungen, im allgemeinen aber werden nur die wesentlichsten Punkte theoretischer Überlegungen hervorgehoben und die Zusammenhänge zwischen den Er- fahrungstatsachen in mehr qualitativer Weise geschildert, wobei der Text stets durch zahlreiche Diagramme und einige Tabellen unterstützt wird. Großes Gewicht wird überall auf die Art der Gewinnung der atomphysikalischen Erfahrungen gelegt, auf die experimentellen Methoden, die Versuchs- anordnungen und Apparate, die an Hand zahlreicher sche- matischer Zeichnungen oder Photographien beschrieben werden. Dagegen werden Anwendungen der Atomphysik höchstens in den Fällen behandelt, in denen sie, wie etwa die BRAUNsche Röhre oder das Elektronenmikroskop selbst wieder für die atomphysikalische Forschung eine Rolle spielen. Am Ende jedes Abschnittes wird die wichtigste atomphysikalische Spezialliteratur aufgeführt.

Der behandelte Stoff beschränkt sich keineswegs auf den Teil der Erfahrung, der reslos in die quantitative Theorie eingeordnet ist, umfaßt vielmehr auch diejenigen Erschei- nungen, die ihrer Kompliziertheit wegen nur qualitativen Über- legungen zugänglich sind und daher vom theoretischen Standpunkt aus ferner liegen. Ja oft geht der Verf. auch auf noch unverstandene Erfahrungstatsachen ein und weist den Leser auf die noch vorliegenden Probleme hin.

Die Fülle des behandelten Stoffes ist im Vergleich zum Umfang des Buches erstaunlich, sie zeugt von einem umfassen- den Überblick des Verf. Es fällt allerdings auf, daß die Supraleitung nur ganz kurz erwähnt wird. Die Bewältigung des Stoffes ist natürlich nur durch eine kurze auf das aller- wesentlichste gerichtete Darstellung möglich. Vielleicht ist der Verf. bisweilen in der Kürze etwas zu weit gegangen. Es scheint dem Referenten, als ob manche Stellen dem wenig vorgebildeten Leser schwer verständlich sind oder zu Miß- verständnissen Anlaß geben können. Einige Ungenauigkeiten und Versehen, bei dem Umfang des Stoffes fast unvermeidlich, wären bei Gelegenheit einer neuen Auflage leicht zu ver- bessern.

Das Buch ermöglicht dem Lernenden, sich mit einem erträglichen Maß an Arbeit einen Überblick über das gesamte Gebiet der Atomphysik zu verschaffen und erspart ihm die Mühe, sich den Stoff aus einer ganzen Reihe von Spezialwerken herausuchen zu müssen. G. HETTNER.

Sommerfeld, Arnold: Vorlesungen über theoretische Physik. Bd. III: Elektrodynamik. Wiesbaden: Dietrich 1948. XVI, 367 S. u. 48 Abb. Kart. DMark 15.—, Hln DMark 18.—. Ausführliche Besprechung in Z. angew. Phys. S. 534.

Verzeichnis der Originalarbeiten und zusammenfassenden Berichte, geordnet nach Sachgebieten.

1. Persönliches.

- MEDICUS, G., Zum 60. Geburtstag von Professor Dr.-Ing. W. O. SCHUMANN. 105.
SCHUMANN, W. O., CARL RAMSAUER zum 70. Geburtstag. 340.

2. Mechanik.

Messung mechanischer Größen.

- POTTHOFF, K., u. F. KESER, Ein elektrisches Feinmeßverfahren für Bohrungen. 61.
RUF, H. A., Ein direkt anzeigendes Gerät zur Messung des Spieles von Kolben in Zylindern. 66.
WILDE, H., u. E. EISELE, Ein Beschleunigungsmesser auf magnetostriktiver Grundlage. 359.
GOHLKE, W., Ein schleifringloser Drehmomentmesser für sehr hohe Drehzahlen. 161.
EBERT, H., Aufstellung einer Druckskele und deren experimentelle Erprobung bis 20000 at. 331. (Bericht.)
GOHLKE, W., Breitbanddruckmeßgeräte für die Klopfforschung. 347.

Elastizität, Plastizität, Festigkeit.

- MÖNCH, E., Die Ähnlichkeits- und Modellgesetze bei spannungsoptischen Versuchen. 306.
RÖSSLER, F., Fließvorgänge an Gummiprüben. 50.
KAPPLER, E., Über die Härte. 564.

Schwingungen fester Körper.

- FREISE, H., Gestaltungsgrundlagen mechanischer und optischer Schwingungsmeßgeräte. 526. (Bericht.)
BRANDMÜLLER, J., u. H. HEUMANN, Untersuchungen über das Kontaktrauschen und das Kontaktbeben, I. Teil 139, II. Teil 454.

Akustik, Ultraschall.

- MEIXNER, J., u. U. FRITZE, Das Schallfeld in der Nähe der freischwingenden Kolbenmembran. 535.
ADOLPH, R., u. H. O. KNESER, Anwendungen des Impulsmeßverfahrens auf physikalische Probleme. 382. (Bericht.)
BIERL, R., Ein Hallraumverfahren zur Messung von Empfindlichkeit und Dämpfungsdekrement. 557.
WINTERGERST, E., Über Raumakustik. 428. (Bericht.)
— Gerichtete Sprache in der Raumakustik. 374.
FALKENHAGEN, H., Ultraschall und Elektrostriktion. 304.
HÜTER, TH., Über die Fortleitung von Ultraschallwellen in festen Stäben. 274.
— u. R. POHLMAN, Eine optische Methode zur Bestimmung der Ultraschallabsorption in undurchsichtigen schallweichen Medien. 405.
POHLMAN, R., Materialdurchleuchtung mittels schalloptischer Abbildungen. 181.
JANOVSKY, W., u. R. POHLMAN, Schall und Ultraschallerzeugung in Flüssigkeiten für industrielle Zwecke. 222.

3. Wärme.

Messung von Zustandsgrößen.

- EBERT, H., Ein Verfahren zur Messung der Wärmeausdehnung bei verschiedenen Feuchtigkeitsgehalten der Umgebung, sowie seine praktische Erprobung an Holz, Millimeterpapier, Mipolam (PCU) und Plexigum (M 222). 487.
HELLWIG, W., Bestimmung des Dampfdruckes von Glykol-Wasser-Gemischen bei Temperaturen bis zu 150° C. 9.

Wärmeleitung, Diffusion, innere Reibung.

- KRAUS, W., Messungen der Wärmeleitfähigkeit von Glykolen. 173.
RAU, W., Untersuchungen über die Wärmeleitung kalte-technischer Salzlösungen. 211.
HIPPENMEYER, B., Die Diffusion von Wasserdampf und Wasserstoff, Stickstoff und deren Gemischen. 549.
MEISSNER, W., Bestimmung der Zähigkeit von Glyzerin und von verschiedenen Weichmachern im Temperaturbereich von + 60 bis - 50° C. 75.

Verbrennungsmotoren.

- GOHLKE, W., Breitbanddruckmeßgeräte für die Klopfforschung. 347.
— Der Druck im klopfenden Motor. 391.
POTTHOFF, K., u. F. KESER, Ein Zündspannungsmesser für Verbrennungsmotoren. 142.

4. Elektrizität und Magnetismus.

Elektromagnetische Wellen.

- FRANZ, W., Durchlässigkeit von Drahtgittern für elektrische Wellen. 416.
MEINKE, H. H., Über die Begriffe Strom, Spannung, Widerstand und Vierpol bei Dezimeterwellen. 90.
— Die Anwendung der konformen Abbildung auf Wellenfeldern. 245.
— Ein allgemeines Lösungsverfahren für inhomogene zylindersymmetrische Wellenfelder. 509.
PILOTY, R. jun., Die Anwendung der konformen Abbildung auf die Feldgleichungen in inhomogenen Rechteckrohren. 441.
— Das Feld in inhomogenen Rechteckrohren bei Anregung mit der H_{10} -Welle. 490.
POEVERLEIN, H., Strahlwege von Radiowellen in der Ionosphäre, II. Theoretische Grundlagen. 517.

Dielektrika.

- GAST, TH., u. E. ALPERS, Ponderometrische Bestimmung dielektrischer Größen. 228.
HAUSSER, K., Seignette-Elektrizität. 289. (Bericht.)
SACHSE, H., Über Titanate mit hoher Dielektrizitätskonstante. 473. (Bericht.)

Gasentladungen.

- FETZ, H., u. G. MEDICUS, Zum Mechanismus der Elektronennachlieferung beim Selbständigwerden der TOWNSEND-Entladung, insbesondere bei coaxialen Zylinderelektroden. 19.
MEDICUS, G., Über die Elektronennachlieferung bei Entladungen in Molekülgasen. 106.
— Zur Elektronen- und Photonenlawine, besonders im Zylinderfeld in H_2 . 316.
HAUG, A., Über die Steuerung des Quecksilberniederdruckbogens. 323.
— Theorie des gesteuerten Quecksilberniederdruckbogens. 367.
FÜNFER, E., Einige experimentelle Untersuchungen der elektrischen und optischen Vorgänge beim Funkendurchschlag in Gasen. 295.
EULER, J., Höhere mittlere Kraterleuchtdichte durch mit nichtkonstanter Stromstärke brennende BECK-Bögen. 411.
ROST, F., Über die Verwendung des Wechselstromkohlebogens zur quantitativen Spektralanalyse. 136.

Leitfähigkeit von Flüssigkeiten und Festkörpern.

- NÄBAUER, M., Widerstandsmessungen an Natrium-Ammoniaklösungen bei tiefen Temperaturen. 423.
STRAUBEL, H., Neue Anwendung für Halbleiter-Widerstände. 506.

Kontakte.

- DIETRICH, J., u. E. RÜCHARDT, Feinwanderung an Abhebekontakten. 1.
— Thermospannungen am Kontakt mit einmolekularer Fremdschicht im einmetallischen Kreis. 377.
BRANDMÜLLER, J., u. H. HEUMANN, Untersuchungen über das Kontaktrauschen und das Kontaktbeben. I. Teil 139, II. Teil 454.

Magnetismus.

- NAUMANN, H., Über eine Einrichtung zur Konstanthaltung magnetischer Felder. 260.
PLOCH, W., Meßgenerator für Magnetfelder. 525.

IBUSCH, W., Bericht über die Eigenschaften der technisch wichtigen sinterbaren Dauermagnetlegierungen des Metallsystems Eisen-Nickel-Aluminium mit Zusätzen von Titan und Kobalt. 45, 98. (Bericht.)

Elektrische Meßtechnik und Instrumente.

ERDER, C., Messung niederfrequent veränderlicher Ströme und Spannungen mit Galvanometern. 502.

MAYERHAUSER, G., Untersuchungen und Verbesserungen am Vibrationsgalvanometer. 68.

ORTE, H., Energiemesser zur Messung des Energieinhaltes einzelner elektrischer Impulse beliebiger Kurvenform, besonders zur Messung einzelner gedämpfter Schwingungen. 187.

VIG, R., Vergleich benachbarter Frequenzen durch Schwebungszählung. 49.

Elektronenmikroskopie.

THUBER, R., Über die Anwendung des Elektronenspiegels zum Abbilden der Potentialverteilung auf metallischen und Halbleiter-Oberflächen. 79.

Röntgentechnik.

AAFFS, W., Röntgenblitzröhren und ihre Anwendungen. 462.

5. Optik.

Reflexion, Interferenz, Beugung, Streuung.

RAUBEL, H., Der Sonnenschmelzspiegel. 542.

LER, J., Reflexionsmessungen an gesandetem Aluminium. 569.

HAUT, A., Das Interferenzmikroskop, ein vielseitiges Meßgerät. 165.

INBUCH, K., Interferenzschichten (einschließlich Korrosionsschutzschichten) auf Metallspiegeln. 256.

Kristalloptik.

UMANN, H., Über die optische Orientierung durchsichtiger Kristalle. 343.

Spektralanalyse.

ISER, H., Stand und Entwicklung der spektrochemischen Analyse. (Emissions-Analyse). 35. (Bericht.)

ST, F., Über die Verwendung des Wechselstromkohlebogens zur quantitativen Spektralanalyse. 136.

Fortschritte in der Anwendung der Spektralanalyse in Mineralogie und Geochemie. 189. (Bericht.)

Lumineszenz.

TZNER, H., Untersuchungen über die Leuchterscheinungen am fabrikatorisch hergestellten Siliziumkarbid. 153.

Pyrometrie, Photometrie.

EULER, K. J., Über die Rohrmethode zur Messung der Strahlungskonstanten glühender Heizleiter. 252.

EULER, J., Höhere mittlere Kraterleuchtdichte durch mit nicht konstanter Stromstärke brennende BECK-Bögen. 411.

6. Aufbau der Materie.

Elementarteilchen, Korpuskularstrahlung.

BOPP, F., Über den Spin und die Struktur des Elektrons. 387. (Bericht.)

GLOCKER, R., Berechnung der Reichweite von Protonen in leichtatomigen Stoffen. 179.

GOLDSTEIN, H., Ein einfacher Zählrohrverstärker. 329.

Molekülbau (RAMAN-Spektroskopie).

GOUBEAU, J., RAMAN-Spektren als analytisches Hilfsmittel. 146. (Bericht.)

HAMMER, K., Eine lichtstarke Lampe zur Erzeugung von RAMAN-Spektren. 439.

Struktur des festen Körpers.

ASSELMAYER, F., Strukturuntersuchungen an γ - Al_2O_3 -Hydrargillit. 26.

SCHUMANN, H., Über die optische Orientierung durchsichtiger Kristalle. 343.

Oberflächen.

KOHAUT, A., Das Interferenzmikroskop, ein vielseitiges Meßgerät. 165.

ORTHUBER, R., Über die Anwendung des Elektronenspiegels zum Abbilden der Potentialverteilung auf metallischen und Halbleiter-Oberflächen. 79.

TRAUB, F., Abhängigkeit der Kondensatstruktur von der Keimzahl. 545.

7. Astrophysik.

V. KEUSSLER, V., Die physikalischen Grundlagen und die technischen Hilfsmittel der Sonnenbeobachtung. 232. (Bericht.)

8. Technische Sonderfragen.

BERNDT, G., Ausgleich der Teilflankenwinkelfehler bei den Gewindepassungen. 265.

GRASSMANN, P., Zur Theorie des Brennschneidens. 449.

HACKS, J., Ein Gerät zum Aufsuchen von Eisenstücken in Bäumen. 11.

KOHAUT, A., Riffelbildung in Wälzlagern infolge elektrischer Korrosion. 197.

BRANDMÜLLER, J., Zur Physik der Milchbestrahlungsgeräte. 573.

Autorenverzeichnis.

(A) bedeutet Originalarbeit, (Ber) zusammenfassender Bericht, (Pers) Persönliches.

olph, R. 382 (Ber).
pers, E. 228 (A).
selmeyer, F. 26 (A).
rndt, G. 265 (A).
rl, R. 557 (A).
pp, F. 387 (Ber).
andmüller, J. 139, 454, 573 (A).
etrich, J. 1, 377 (A).
ert, H. 331 (Ber), 487 (A).
ele, E. 359 (A).
ler, J. 252, 411, 569 (A).
kenhagen, H. 304 (A).
tz, H. 19 (A).
anz, W. 416 (A).
eise, H. 526 (Ber).
itze, U. 535 (A).
nfer, E. 295 (A).
st, Th. 228 (A).

Glocker, R. 179 (A).
Gohlke, W. 161, 347, 391 (A).
Goldstein, H. 329 (A).
Goubeau, J. 146 (Ber).
Grassmann, P. 449 (A).
Hacks, J. 11 (A).
Hammer, K. 439 (A).
Haug, A. 323, 367 (A).
Hausser, K. 289 (Ber).
Hellwig, W. 9 (A).
Heumann, H. 139, 454 (A).
Hippenmeyer, B. 549 (A).
Hüter, Th. 274, 405 (A).
Janovsky, W. 222 (A).
Kaiser, H. 35 (Ber).
Kappler, E. 564 (A).
Keser, F. 61, 142 (A).
v. Keussler, V. 232 (Ber).
Kneser, H. O. 382 (Ber).

Kohaut, A. 165, 197 (A).
Kraus, W. 173 (A).
Laporte, H. 187 (A).
v. Mayerhauser, G. 68 (A).
Medicus, G. 19, 106, 316 (A), 105 (Pers).
Meinke, H. H. 90, 245, 509 (A).
Meissner, W. 75 (A).
Meixner, J. 535 (A).
Mönch, E. 306 (A).
Moerder, C. 502 (A).
Näbauer, M. 423 (A).
Naumann, H. 260 (A).
Orthuber, R. 79 (A).
Piloty, R. jun. 441, 490 (A).
Ploch, W. 525 (A).
Poeverlein, H. 517 (A).
Pohlman, R. 181, 222, 405 (A).

Potthoff, K. 61, 142 (A).
Rau, W. 211 (A).
Rössler, F. 50 (A).
Rost, F. 136 (A), 189 (Ber).
Rüchardt, E. 1 (A).
Ruf, H. A. 66⁷ (A).
Sachse, H. 473 (Ber).
Schaafts, W. 462 (A).
Schumann, H. 343 (A).
Schumann, W. O. 340 (Pers).
Sewig, R. 49 (A).
Steinbuch, K. 256 (A).
Straubel, H. 506, 542 (A).
Tetzner, H. 153 (A).
Traub, E. 545 (A).
Wilde, H. 359 (A).
Wintergerst, E. 374 (A), 428 (Ber).
Zumbusch, W. 45, 98 (Ber).

Verzeichnis der Buchbesprechungen.

(Die Namen der Referenten sind in Klammern gesetzt.)

- BERGMANN, L., s. C. SCHAEFER.
- BETZ, A., Konforme Abbildung (*W. Kaufmann*). S. 484.
- BLASIUS, H., Mechanik Teil 1 Statik, Teil 2 Elastizität und Festigkeit (*H. Stefaniak*). S. 438.
- BOŠNJAKOVIĆ, F., Technische Thermodynamik 1. Teil (*G. U. Schubert*). S. 437.
- CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Bd. 1 Geometrische Raumakustik (*E. Wintergerst*). S. 437.
- CZERNY, M., Anweisungen zum physikalischen Anfänger-Praktikum unter Mitarbeit von H. MÜSER (*v. Angerer*). S. 244.
- Deutsches hydrographisches Institut, Zeitsignale (*Schmeidler*). S. 438.
- DOETSCH, G., Tabellen zur LAPLACE-Transformation und Anleitung zum Gebrauch (*G. U. Schubert*). S. 104.
- FINKELNBURG, W., Einführung in die Atomphysik (*G. Hettner*). S. 579.
- FLÜGGE, S., Theoretische Optik (*J. Meixner*). S. 341.
- FÜNER, V., Berechnung der thermischen Eigenschaften von Tetrafluordichloräthan (F-114) und Methyläthan (*Hausen*). S. 484.
- FUNK, H., Dampftafel und MOLLIER-Diagramm für Ammoniak bis zum kritischen Punkt. Dampftafel für Azethylen (*Hausen*). S. 484.
- GERLACH, W., Probleme der Atomenergie (*G. U. Schubert*). S. 438.
- HAACK, W., Differentialgeometrie I (*F. Löbell*). S. 195. — Differentialgeometrie II (*F. Löbell*). S. 342.
- HAHN, O., Die Kettenreaktion des Urans und ihre Bedeutung (*G. U. Schubert*). S. 438.
- HARTING, H., Die Brechzahlen einiger Halogenidkristalle (*F. Asselmeyer*). S. 486. — Photographische Optik (*H. Hartinger*). S. 534.
- HUND, F., Einführung in die theoretische Physik 1. Bd. Mechanik (*G. U. Schubert*). S. 437.
- JUSTI, E., Leitfähigkeit und Leitungsmechanismus fester Stoffe (*G. U. Schubert*). S. 486.
- LANGER, M., Ein einheitliches Motorwähler-Fernsprechsystem für Orts- und Fernverkehr (*M. Hebel*). S. 243.
- v. LAUE, M., Theorie der Supraleitung (*G. U. Schubert*). S. 48. — Geschichte der Physik (*W. Meissner*). S. 195.
- LENZ, W., Einführungsmathematik für Physiker (*G. U. Schubert*). S. 437.
- MAGNUS, W., u. F. OBERHETTINGER, Formeln und Sätze die speziellen Funktionen der mathematischen Physik 2. Aufl. (*J. Meixner*). S. 341.
- MIE, G., Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus (*E. Ruchardt*). S. 438.
- NÜRNBERG, W., Die Prüfung elektrischer Maschinen (*W. Seiz*). S. 579.
- OBERHETTINGER, F., s. W. MAGNUS.
- OPPELT, W., Grundgesetze der Regelung (*Stefaniak*). S. 2.
- PERTHEN, J., Prüfen und Messen der Oberflächengestaltung (*A. Kohaut*). S. 485.
- POHU, R. W., Elektrizitätslehre (*E. Ruchardt*). S. 533.
- PUNGS, L., Grundzüge der Hochfrequenztechnik I (*H. Meinke*). S. 341.
- ROHRBERG, A., Graphische Funktionstabellen (*J. Heinhold*). S. 534.
- ROTHER, R., Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure (*J. Heinhold*). S. 534.
- SANDERS, V., Praktische Mathematik (*R. Sauer*). S. 533.
- SASSENfeld-TSCHUNKO, Mathematische Tafeln (I. Teil: Elementare Funktionen) (*R. Sauer*). S. 533.
- SCHAEFER, C., u. L. BERGMANN, Grundaufgaben des physikalischen Praktikums (*v. Angerer*). S. 341.
- SCHILLING, F., Die Bewegungstheorie im nichteuklidischen hyperbolischen Raum (*Haupt*). S. 196.
- SCHUBERT, G., Kernphysik und Medizin (*W. Riezler*). S. 2.
- SCHUMANN, W. O., Elektrische Wellen (*H. Meinke*). S. 2.
- SOMMERFELD, A., Vorlesungen über theoretische Physik Bd. I. Mechanik der deformierbaren Medien (*G. U. Schubert*). S. 47. — Bd. III Elektrodynamik (*G. U. Schubert*). S. 579.
- STUART, H. A., Kurzes Lehrbuch der Physik (*F. Asselmeyer*). S. 579.
- THOMA, K., Aufstellung einer Zustandsgleichung für flüssige Kohlensäure und Ableitung der thermischen und kalorischen Zustandsgrößen (*Hausen*). S. 484.
- VDI, VDI-Durchflußmeßregeln DIN 1952 (*H. Stefaniak*). S. 438.
- WESTPHAL, W. H., Kleines Lehrbuch der Physik ohne Anwendung höherer Mathematik (*F. Asselmeyer*). S. 4.
- WILLERS, FR. A., Elementar-Mathematik, ein Vorkurs höheren Mathematik (*F. Löbell*). S. 341.